

ORSAY

Série A, n°

n° d'Ordre :

612

T H E S E

présentée

A LA FACULTE DES SCIENCES D'ORSAY

Université de Paris

pour obtenir

le grade de Docteur ès Sciences Physiques

par

Albert FERT

Propriétés de transport électrique dans le nickel et le fer.

Soutenue le 18 Mars 1970 devant la Commission d'Examen.

MM. J. FRIEDEL

Président

J. BOK

)

I.A. CAMPBELL

)

Examineurs

P. AVERBUCH

)

T H E S E

présentée

A LA FACULTE DES SCIENCES D'ORSAY

Université de Paris

pour obtenir

le grade de Docteur ès Sciences Physiques

par

Albert FERT

Propriétés de transport électrique dans le nickel et le fer.

Soutenue le 17 Mars 1970 devant la Commission d'Examen.

MM. J. FRIEDEL	Président
J. BOK	} Examineurs
I.A. CAMPBELL	
P. AVERBUCH	



Monsieur le Professeur J. Friedel m'a accueilli dans son laboratoire : je le remercie pour son soutien, sa disponibilité et ses conseils.

Le Docteur Ian Alexander Campbell est pour beaucoup dans les résultats de cette thèse, qu'il sache combien j'ai aimé travailler avec lui et combien j'ai appris de sa science.

Je remercie Olivier Jaoul dont j'ai apprécié la collaboration amicale.

Je suis reconnaissant à tous ceux qui m'ont aidé dans le travail ou les discussions et en particulier :

Au Docteur Reich qui m'a conseillé et aidé efficacement pour les problèmes métallurgiques.

A Michel Ribault qui a collaboré aux expériences de la magnéto-résistance. et à J.P. Lauriat qui a facilité les débuts de mon travail.

Je remercie également Monsieur D. Dautreppe du C.E.N. de Grenoble qui a fait fabriquer dans son laboratoire de nombreux alliages et Monsieur F. Vanoni, responsable de leur qualité. Pour les analyses de ces alliages je remercie Monsieur Baudin du C.E.N. de Fontenay aux Roses ainsi que Madame Deyris.

J'ai apprécié l'aide technique de Madame Maly et de Monsieur Royer que je remercie.

Je suis reconnaissant à Madame Lanouzière et à Mesdames Thaïssen et Pijat que j'ai mises à rude contribution pour la frappe et le tirage de cette thèse ainsi qu'à Madame Touchant, à Monsieur Saint Martin et à Monsieur Rasse de s'être dévoués à la tâche de l'illustration.

TABLE DES MATIERES

	Pages
INTRODUCTION	1
CHAPITRE I : METHODES EXPERIMENTALES	
A/ Préparation, analyse des échantillons	5
B/ Mesures de résistivité	8
CHAPITRE II : QUELQUES PROBLEMES CONCERNANT LA CONDUCTION ELEC- TRIQUE DANS LES METAUX DE TRANSITION FERROMAGNETIQUE	
A/ Généralités sur la structure électronique des métaux de transition ferromagnétiques - Cas du nickel et du fer ...	11
B/ Impuretés dans les métaux de transition ferromagnétiques	13
C/ Résistivité des métaux de transition ferromagnétiques ...	16
CHAPITRE III : MODELE A DEUX COURANTS :	
A/ Introduction	23
B/ Modèle à deux courants	27
C/ Remarque sur la valeur du terme $\sigma_{\uparrow\downarrow}$ à 0°K.	33
CHAPITRE IV : RESISTIVITES D'ALLIAGES DILUES A BASE DE NICKEL ET DE FER	
A/ Introduction	36
B/ Prévisions du modèle à deux courants	37
C/ Résistivités résiduelles d'alliages ternaires dilués	43
D/ Variation de la résistivité d'alliages binaires dilués avec la température(qualitatif).....	45
E/ Analyse de la variation avec la température de la résistivité d'alliages à base de nickel	47
F/ Analyse de la variation avec la température de la résistivité d'alliages à base de fer	53

CHAPITRE V : INTERPRETATION DES RESULTATS DES MESURES DE RESISTIVITE..

A/ Résistivités résiduelles $\rho_{o\uparrow}$ et $\rho_{o\downarrow}$ des impuretés de métaux de transition dans le nickel et le fer	57
B/ Terme de mélange $\rho_{\uparrow\downarrow}$	63
C/ Interprétation des valeurs de $\rho_{\downarrow}(T)$, $\rho_{\uparrow}(T)$ et $\mu = \rho_{\downarrow}(T)/\rho_{\uparrow}(T)$ pour le nickel	70

CHAPITRE VI : MAGNETORESISTANCE

A/ Magnétorésistance et anisotropie spontanée de résistivité ..	71
B/ Magnétorésistance	73
C/ Magnétorésistance à 4,2°K d'échantillon de nickel contenant des impuretés de Co, Fe, Mn et Cr	76

CHAPITRE VII : ANISOTROPIE SPONTANEE DE LA RESISTIVITE

A/ Introduction	87
B/ Modèle pour l'anisotropie spontanée de la résistivité	88
C/ Résultats expérimentaux	92
D/ Discussion	96

CONCLUSIONS	98
-------------------	----

APPENDICE A/ Contribution des collisions $s\uparrow-s\downarrow$ au terme de mélange $\rho_{\uparrow\downarrow}$	99
--	----

APPENDICE B/ Extension du modèle à deux courants au cas où la contribution des électrons d à la conduction n'est pas négligeable	102
--	-----

APPENDICE C/ Résistivité du nickel pur	107
--	-----

APPENDICE D/ Déterminations des fonctions de Kohler à partir des mesures de magnétorésistance	110
---	-----

REFERENCES	111
------------------	-----

E R R A T A

- Page 14 ligne 6 $V_{\uparrow}$ à la place de $V_{\downarrow}$ ($V_{\uparrow}$ ne peut repousser)
- 30 dans l'expression de la résistivité $\rho, \rho_{\uparrow} \frac{X_{s\uparrow}}{X_s}$ est
à remplacer par $\rho_{\uparrow} \frac{X_{s\uparrow}}{X_{s\downarrow}}$
- 37 ligne 8 collisions électron-phonon est à remplacer par
collision électron-électron.
- 38 ligne 4 (III,2) est à remplacer par (IV.2)
- 39 ligne 7 (IV.4) est à remplacer par (IV.3)
- 54 ligne 1 Ni Cr et NiMn est à remplacer par Fe Cr et Fe Mn
ligne 16 Fe Ni est à remplacer par Fe Cr
- 62 ligne 8 $\rho_{o\uparrow}$ est à remplacer par $\rho_{o\downarrow}$ ($Z_{\downarrow} \approx 0$ et $(\rho_{o\downarrow})_{\text{exp}}$ petit)
- 65 ligne 7 l'expression de $\rho_{\uparrow\downarrow}$ est $\rho_{\uparrow\downarrow} = 3\pi^2\mu \frac{SNJ^2}{e^2\hbar E_F^2 k_B \theta_1} (k_B T)^2 F(\frac{\theta_1}{T})$
- 77 ligne 8 et 9 $\rho(B)$ et $\rho(B)$ est à remplacer par $\rho_{\parallel}(B)$ et $\rho_{\perp}(B)$
- 79 ligne 10 $\sigma = \sigma_{\uparrow} + \sigma_{\downarrow}$ est à remplacer par $\tau = \tau_{\uparrow} + \tau_{\downarrow}$
80 dans la légende de la figure VI.6 d'après Schwerer⁽³³⁾
est à remplacer par d'après Schwerer⁽³⁸⁾.
- 82 ligne 17 $\pi(\vec{k})$ est à remplacer par $\tau(\vec{k})$ dans l'expression :
$$1/ \left\langle \frac{1}{\tau(\vec{k}) v_F(\vec{k})} \right\rangle$$

I N T R O D U C T I O N

Ce travail a pour objectif l'étude de la conduction électrique dans les métaux de transition ferromagnétiques et plus particulièrement le nickel et le fer.

Le modèle proposé par Mott⁽¹⁾⁽²⁾ est reconnu bien décrire la conduction par les métaux de transition : Mott suppose le courant électrique principalement transporté par les électrons de la bande s et la résistivité due aux transitions de la bande s vers la bande d (la forte densité d'états de la bande d au niveau de Fermi explique l'importance des transitions s-d).

Dans un métal de transition ferromagnétique, les transitions s-d sont en général différentes pour les électrons de spin parallèle (spin $\uparrow$) et antiparallèle (spin $\downarrow$) à l'aimantation car les densités d'états des demi-bandes $d\uparrow$ et $d\downarrow$ au niveau de Fermi sont en général différentes et, selon une suggestion de Mott⁽¹⁾⁽²⁾, les électrons de spin $\uparrow$ et de spin $\downarrow$ peuvent conduire le courant en parallèle avec des conductivités différentes.

Notre travail met en évidence et précise cette "conduction par deux courants" dans le nickel et le fer; nous montrons qu'un "modèle à deux courants" permet d'expliquer de façon détaillée de nombreuses propriétés comme la résistivité résiduelle d'impuretés de métaux de transition, la variation de la résistivité avec la température, la magnétorésistance et l'anisotropie spontanée de la résistivité.

i) La mesure des résistivités résiduelles d'échantillons de nickel et de fer contenant deux types d'impuretés A et B nous a permis de mettre en évidence la conduction à basse température par deux courants en parallèle et de déterminer

les rapports $\alpha_A = \frac{\rho_{A\downarrow}}{\rho_{A\uparrow}}$ et $\alpha_B = \frac{\rho_{B\downarrow}}{\rho_{B\uparrow}}$ des résistivités résiduelles des impuretés A et B

pour les électrons de spin $\uparrow$ et de spin $\downarrow$ (en effet l'écart à la loi de Matthiessen $\Delta\rho = \rho_{(A+B)} - (\rho_A + \rho_B)$ est d'autant plus grand que α_A est différent de α_B).

Le rapport α peut prendre des valeurs très grandes ($\alpha \approx 30$ pour une impureté de cobalt dans le nickel) ou inférieures à l'unité ($\alpha \approx 0,45$ pour Cr dans Ni). Les valeurs de α trouvées peuvent être reliées au moment magnétique de l'impureté et à sa structure électronique.

Des échantillons de nickel et de fer contenant de faibles concentrations d'impuretés de rapport α connu ont été nos principaux outils de travail pour la suite de l'étude.

ii) L'étude de la variation de la résistivité avec la température pour des échantillons de nickel et de fer contenant un type d'impureté A montre un écart gigantesque à la loi de Matthiessen si α_A est très différent de l'unité; cet écart a pu être attribué au mélange des courants d'électrons de spin $\uparrow$ et de spin $\downarrow$ par les collisions avec renversement du spin. Nous nous sommes particulièrement intéressés à la variation thermique du terme de mélange $\rho_{\uparrow\downarrow}$ et nous avons montré que ce terme est certainement dû aux collisions électron-magnon.

Le modèle de "conduction par deux courants" qui tient compte des collisions avec renversement du spin reste valable jusqu'à la température ambiante.

iii) La magnétorésistance à basse température d'alliages dilués à base de nickel apparaît très fortement dépendante du rapport α des résistivités $\rho_{\uparrow}$ et $\rho_{\downarrow}$ de l'impureté en solution. Les résultats s'expliquent bien dans le modèle de "conduction par deux courants" et indiquent une très forte "magnétorésistance des électrons de spin $\uparrow$ " dont nous discutons l'origine.

iiii) L'anisotropie spontanée de ^{la} résistivité - c'est à dire la variation de la résistivité en fonction de l'orientation relative du courant et de l'aimantation - a été étudiée pour les mêmes alliages dilués à base de nickel. L'anisotropie spontanée dépend fortement à basse température du rapport α de l'impureté en solution. Nous avons montré que l'anisotropie spontanée de ^{la} résistivité était due au couplage spin-orbite selon un mécanisme proposé par Smit ⁽³⁾ : le couplage spin-orbite mélange aux états $d\uparrow$ au niveau de Fermi des états $d\downarrow$ où les électrons $s\uparrow$ peuvent être diffusés; l'anisotropie du mélange $d\uparrow$ - $d\downarrow$ explique l'anisotropie

de la résistivité. Un modèle très simple basé sur la "conduction par deux courants" et le mécanisme de Smit, permet de prévoir correctement la variation de l'anisotropie spontanée avec le type de l'impureté en solution.

A température élevée l'anisotropie spontanée de la résistivité est affaiblie par le mélange des 2 courants par les collisions avec retournement du spin

D'autres propriétés de transport des métaux ferromagnétiques, comme l'effet Hall et le pouvoir thermoélectrique, peuvent certainement être comprises plus précisément dans notre modèle. Des mesures de magnétorésistance et d'effet Hall sur des monocristaux de nickel, contenant des impuretés choisies pour diffuser soit les électrons de spin $\uparrow$ soit ceux de spin $\downarrow$, donneraient des informations distinctes sur la surface de Fermi de spin $\uparrow$ et celle de spin $\downarrow$.

Par ce bref résumé des principaux résultats de notre travail, nous espérons avoir montré que de nombreuses propriétés de transport du nickel (et du fer) peuvent être expliquées dans notre modèle

Il apparaît fondamental, pour comprendre la conduction électrique des métaux ferromagnétiques, de tenir compte du comportement différent des électrons de conduction selon la direction de leur spin (les électrons de spin $\uparrow$ et de spin $\downarrow$ ne "voient" pas le même métal) et il est nécessaire d'analyser les propriétés de transport sur un "modèle à deux courants".

De plus l'analyse des propriétés de transport sur ce modèle donne en général deux informations distinctes sur le métal selon qu'il est "vu" par les électrons de spin $\uparrow$ ou de spin $\downarrow$: résistivités $\rho_{\uparrow}$ et $\rho_{\downarrow}$, magnétorésistance des électrons de spin $\uparrow$ et de spin $\downarrow$, constantes de Hall $R_{\uparrow}$ et $R_{\downarrow}$, pouvoirs thermoélectriques $S_{\uparrow}$ et $S_{\downarrow}^*$.

Enfin certains effets n'apparaissent que parce que les courants de spin $\uparrow$ et de spin $\downarrow$ sont différents, par exemple l'effet des collisions avec retournement du spin ou encore l'anisotropie spontanée de la résistivité.

* Le pouvoir thermoélectrique d'alliages de nickel a été analysé récemment sur "modèle à deux courants" par Farrell et Greig⁽⁴⁾ ainsi que par l'équipe de l'Institut de Physique de Strasbourg (F. Gautier)⁽⁵⁾.

C H A P I T R E I

METHODES EXPERIMENTALES

Plan du chapitre :

- A - Préparation, analyse des échantillons
- B - Mesures de résistivité
- C - Mesures de magnétorésistance
- D - Mesures de l'anisotropie spontanée de la résistivité

CHAPITRE I

METHODES EXPERIMENTALES

A - PREPARATION, ANALYSE DES ECHANTILLONS.

1°) Préparation.

Les échantillons de nickel et de fer purs proviennent du Centre d'Etudes Nucléaire de Grenoble (Mr. F.Vanoni) où ils ont été obtenus par fusion de zone à partir de nickel et de fer Johnson-Matthey. Les rapports de résistivités

$\rho_{273^{\circ}K}$ maxima obtenus sont de 700 pour le nickel et 250 pour le fer.
 $\rho_{4,2^{\circ}K}$

L'analyse des échantillons a donné les impuretés suivantes :

Impureté	Concentration dans le nickel (en p.p.m.)	Impureté	Concentration dans le fer (en p.p.m.)
Fe	3	Ni	0,9
Si	< 1	Si	1
Cr	0,1	Cr	0,1
Co	< 0,75	Co	0,8
Cu	0,07	Mg	1
C	< 3	O	ind.
N	0,15	C	0,4
O	< 2	N	< 0,15

Les alliages à base de nickel et de fer ont été fabriqués à partir de nickel et de fer purifiés par fusion de zone et de métaux purs Koch Light ou Johnson-Matthey (pour la plupart de pureté 5 N).

Nous avons fabriqué un certain nombre de ces alliages à Orsay (four à induction, creuset d'alumine dans creuset de graphite, atmosphère d'argon); nous n'avons fabriqué à Orsay que des alliages à forte concentration ($c \approx 1\%$) car la pollution par le carbone n'était pas négligeable pour des alliages moins concentrés.

Un grand nombre d'alliages ont été fabriqués par Mr. Vanoni du Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble. La technique utilisée (lévitation de l'alliage en fusion) a permis une pollution minima et la fabrication d'alliages très dilués ($c \approx 100$ p.p.m.).

Certains échantillons à base de fer nous ont été fournis par A.R. Pommeroy (University of Essex).

Pour les mesures de résistivité les alliages ont été tréfilés (diamètre 0,4 à 1 mm) ou tournés en forme de cylindre de 5 mm de diamètre et de 10 cm de long pour les mesures nécessitant une détermination précise du facteur géométrique.

Pour les mesures de magnétorésistance, les alliages ont été laminés à l'épaisseur de 0,07 à 0,1 mm.

2°) Traitement thermique.

Tous les échantillons, une fois tréfilés, tournés ou laminés et mis dans leur forme définitive, ont subi un recuit d'homogénéisation dans les tubes de quartz scellés sous vide secondaire; la durée du recuit était de 20 heures et sa température de 900°C pour les alliages à base de nickel et de 830°C pour les alliages à base de fer. On a veillé à ce que les alliages d'une même série subissent exactement le même recuit.

3°) Structure cristalline.

Les échantillons, après polissage et attaque à l'acide nitrique pour faire apparaître les joints de grains, ont été observés au microscope optique (Figure I-1).

L'observation au microscope nous a permis principalement de vérifier l'absence de précipités dans la plupart des échantillons.

Sur la figure I-1 on peut voir que le recuit de l'échantillon c n'est pas satisfaisant : quelques précipités apparaissent ainsi que des défauts (macles).

4°) Analyses.

Une connaissance précise de la concentration en impuretés de nos échantillons était surtout nécessaire pour l'étude des alliages ternaires pour lesquels nous comparons la résistivité résiduelle à la somme des résistivités résiduelles de chaque impureté seule.

Nous avons effectué dans la mesure du possible deux types d'analyses pour chaque impureté :

a) des analyses par calorimétrie avec un spectrophotomètre d'absorption ont été effectuées par Mme Deyris du service de Métallurgie de notre laboratoire (dosage de Mn, Cr, Ti et Si).

b) nous avons effectué au Laboratoire de Géologie de la Faculté d'Orsay des analyses par spectrophotométrie d'absorption atomique (une solution du métal à analyser est projetée dans la flamme d'un brûleur et on observe l'absorption sélective de la lumière par la flamme). Par cette méthode nous avons dosé des impuretés de Co, Fe, Cr et V.

c) nous avons effectué des analyses par activation aux neutrons (dosage de Co et Cr dans Fe). Les échantillons ont été irradiés au C.E.N. Saclay et leur rayonnement analysé à l'Institut de Physique Nucléaire (Faculté d'Orsay).

d) de nombreuses analyses ont été effectuées au C.E.N. de Fontenay aux Roses (dosage du Co, Fe, Mn, Cr, V, Ni par colorimétrie et spectrophotométrie d'absorption atomique)

B - MESURES DE RESISTIVITE.

1°) Cryogénie.

La figure I-2 montre le schéma de principe du montage.

Les mesures à $T < 4,2^{\circ}\text{K}$ sont faites avec contact direct entre les échantillons et l'hélium pompé. La température est déterminée par la lecture de la pression de vapeur d'hélium grâce à un manomètre double (mercure et huile). La température est réglée à mieux que $0,01^{\circ}\text{K}$ par l'intermédiaire d'une cellule photoélectrique qui observe le niveau d'huile et commande l'évaporation d'hélium.

Pour les mesures de $4,2^{\circ}\text{K}$ à 77°K , la température de la chambre de mesure (C) est déterminée à mieux que $0,1^{\circ}\text{K}$ par une sonde au germanium (S). Trois montages ont été utilisés pour stabiliser la température de la chambre : pour les premières mesures (en collaboration avec J.P. Lauriat) la chambre de mesure est placée dans un courant d'hélium gazeux chauffé à la température voulue (entre 6 et 70°K); de très nombreuses expériences ont ensuite été faites avec un montage très simple où la chambre de mesures, entourée d'un lourd boîtier de cuivre, est placée au-dessus du bain d'hélium et sa température stabilisée grâce à des tiges de cuivre plongeant dans l'hélium: enfin dans le montage définitif, la chambre de mesure (C) est placée dans une enceinte à vide (E) et son chauffage contrôlé par l'intermédiaire d'un régulateur C.A.T.

Des mesures ont aussi été faites dans l'azote liquide, dans un mélange d'alcool et de carboglace ($T \approx -80^{\circ}\text{C}$), à température ambiante et dans une étuve.

2°) Forme des échantillons - Porte échantillons.

La majorité des échantillons sont des fils de 0,4 à 1 mm de diamètre, de 15 cm de longueur (en forme de U). La d.d.p. aux extrémités des échantillons est prise par des fils de cuivre de 0,2 mm soudés par point. Le facteur géométrique des fils est déterminé par mesure directe des dimensions ou mesure de la longueur et détermination de la section par pesée (la densité des alliages

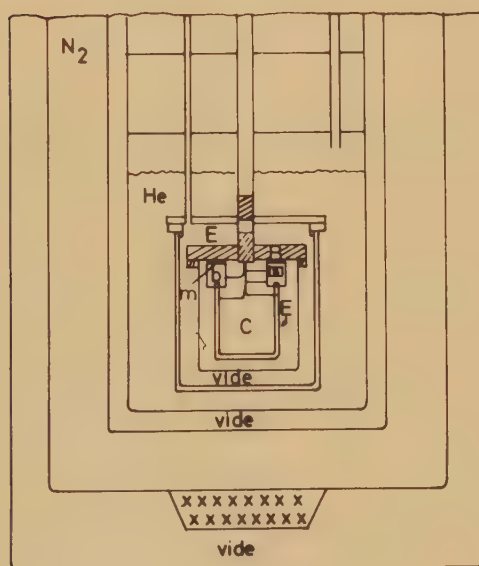
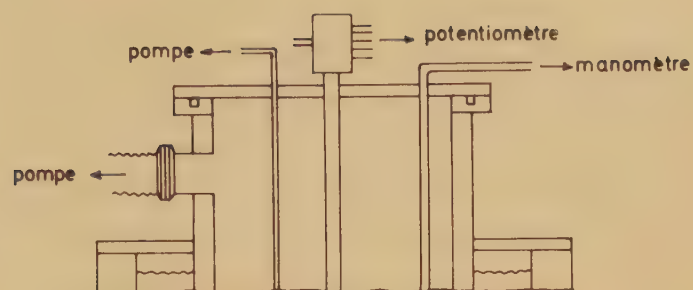


Figure I.2 - Montage cryogénique (schématique)

a parfois été mesurée). Le facteur géométrique est déterminé à $\pm 1/200$ pour les fils de 1 mm.

Pour les échantillons cylindriques ($\phi = 5$ mm) les prises de tension sont des lames de rasoir et le facteur géométrique est déterminé à $\pm 1/1000$ (après correction de l'effet de la dilatation thermique).

La chambre de mesure (C) contient 5 échantillons (E) en forme de fils; leurs extrémités sont soudées à des blocs de cuivre amenées de courant (b), en contact thermique à travers des lames de mica (m) avec le bloc de cuivre (B) contenant la sonde au germanium. Les fils d'amenée du courant et les fils de tension sont thermalisés à la température du bloc de cuivre (B). La chambre (C) est remplie d'hélium gazeux.

3°) Mesures des résistances.

Les échantillons et une résistance étalon sont traversés en série par un courant continu d'intensité 0,1 à 0,5 A, fourni par une batterie d'accumulateurs (400 A.H.).

La tension aux bornes des échantillons et de la résistance étalon est mesurée par une méthode potentiométrique classique grâce à un potentiomètre Cambridge Staubmeter et un manovoltmètre Keitley comme détecteur de zéro.

La précision sur la tension est de $\pm 10^{-8}$ V, ce qui correspond à une précision de $\pm 2 \cdot 10^{-12} \Omega \text{ cm}^*$ sur la résistivité d'un échantillon de 0,4 mm de diamètre; cette précision est obtenue seulement avec les alliages les moins concentrés; pour la majorité des alliages, la précision relative est limitée à $2 \cdot 10^{-5}$ par la stabilité du courant, c'est à dire à $\pm 2 \cdot 10^{-11} \Omega \text{ cm}$ pour un échantillon de résistivité $10^{-6} \Omega \text{ cm}$. Au dessus de 10°K, la précision est limitée par la précision sur la température.

* Il s'agit de la précision relative entre les mesures sur un même échantillon à des températures différentes; la précision absolue est déterminée par la précision sur le facteur géométrique.

C - MESURES DE MAGNETORESISTANCE .

Les mesures de magnétorésistance ont été effectuées avec la collaboration de M. Ribault dans le laboratoire du Professeur W. Mercouroff.

Le champ magnétique est créé par une bobine supraconductrice (fils de Niobium-Titane) et atteint 75 k G.

Le domaine de température des mesures va de 1,3°K à 4,2°K.

Le système de mesure des résistances est le même que celui décrit au paragraphe précédent. Les échantillons sont des plaques de dimensions 0,07×3×50 mm ou 0,1×1×50 mm., les prises de tension des fils de cuivre soudés par point, les facteurs géométriques des échantillons sont déterminés par comparaison des valeurs des résistances à la température ambiante avec celles d'échantillons identiques en forme de fils.

D - MESURES D'ANISOTROPIE SPONTANEE DE RESISTIVITE.

Les mesures d'anisotropie spontanée de résistivité ont été faites à l'aide d'un électro-aimant tournant mis à notre disposition par Mr. le Professeur Froidevaux.

Les échantillons sont les mêmes que pour les mesures de magnétorésistance, le système de mesure également.

Le champ magnétique maximum était de 15 kG., et pouvait être orienté parallèlement ou perpendiculairement aux échantillons.

Les mesures ont été effectuées à 4,2°K , 77°K et à la température ambiante.

C H A P I T R E I I

QUELQUES PROBLEMES CONCERNANT LA CONDUCTION ELECTRIQUE DANS LES METAUX DE TRANSITION FERROMAGNETIQUES

Plan du chapitre :

- A - Généralités sur la structure électronique des métaux de transition ferromagnétiques. Cas du nickel et du fer
- B - Impuretés dans les métaux de transition ferromagnétiques
- C - Résistivité des métaux de transition ferromagnétiques

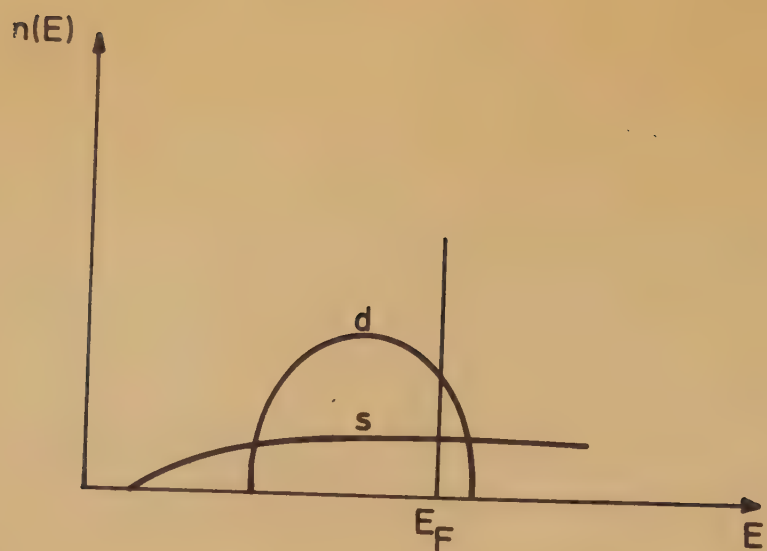
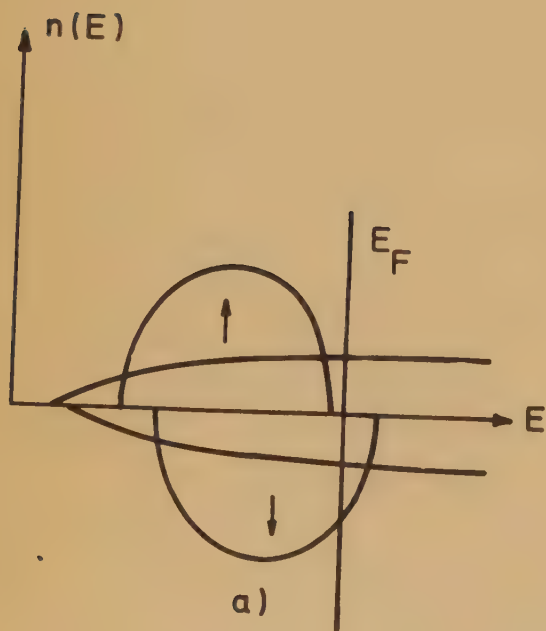
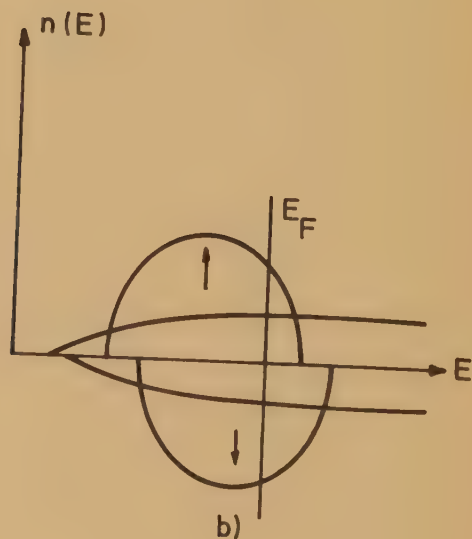


Figure II.1 - Densité d'états d'un métal de transition (schématique).



a)



b)

Figure II.2 - Densité d'états d'un métal ferromagnétique.

a) ferromagnétique faible

b) ferromagnétique fort

(schématique)

C H A P I T R E I I

QUELQUES PROBLEMES CONCERNANT LA CONDUCTION ELECTRIQUE DANS LES METAUX DE TRANSITION FERROMAGNETIQUES

A - GENERALITES SUR LA STRUCTURE ELECTRONIQUE DES METAUX DE TRANSITION FERROMAGNETIQUES - CAS DU NICKEL ET DU FER.

1°) Métaux de transition .

La structure électronique des métaux de transition⁽²⁾⁽⁷⁾ est reconnue être bien décrite par un modèle de bande : une bande étroite ($W \approx 5-8$ ev), de caractère d, de forte densité d'états, chevauche une bande de faible densité d'états (bande s) (figure II 1).

La bande d peut généralement être décrite dans une approximation de liaisons fortes et la bande s dans un modèle d'ondes planes orthogonalisées.

L'hybridation s-d se traite en perturbation ($V_{sd} \approx 1$ ev); la méthode A.P.W.⁽⁸⁾ est un moyen de l'introduire. L'hybridation s-d modifie peu en général la densité d'états mais peut être très importante en certains points de la zone de Brillouin. Par ailleurs le couplage s-d joue un rôle primordial pour les propriétés de transport.

2°) Métaux de transition ferromagnétiques ⁽⁹⁾.

L'effet des corrélations entre électrons décale les énergies des demi-bandes $d\uparrow$ et $d\downarrow$ ($\Delta \approx 1$ eV). Les figures II 2a et II2b montrent la structure de bande pour un ferromagnétique fort (exemple : Ni, Co) et un ferromagnétique faible (exemple : Fe).

Les demi-bandes $s\uparrow$ et $s\downarrow$ peuvent aussi être décalées (et différentes).

On peut avoir :

i) un décalage des demi-bandes $s\uparrow$ et $s\downarrow$ du au couplage d'échange entre électrons s et d

ii) une hybridation s - d différente pour les électrons $s\uparrow$ et $s\downarrow$, qui rend différentes les densités d'états des demi-bandes $s\uparrow$ et $s\downarrow$.

La combinaison des deux effets peut donner des surfaces de Fermi $s\uparrow$ et $s\downarrow$ fort différentes et une polarisation de la bande s parallèle ou opposée à l'aimantation.

Dans le cas du nickel les surfaces de Fermi $s\uparrow$ et $s\downarrow$ (figure II 5) sont nettement différentes; seule la surface de Fermi $s\uparrow$ touche les limites de la zone de Brillouin, ressemblant assez bien à la S. de F. bien connue du cuivre. La surface de Fermi du nickel a été précisée par de nombreuses expériences de magnétorésistance ^{(10) (11)} et d'effet De Haas Van Alphen ⁽¹²⁾⁽¹³⁾. La polarisation de la bande s a été estimée négative ($-0,12 \mu_B$ par atome) à partir d'expériences de diffraction de neutrons ⁽¹⁴⁾ et d'annihilation de positrons ⁽¹⁵⁾.

La surface de Fermi du fer est moins connue que celle du nickel; quelques informations expérimentales viennent de l'observation de l'effet De Haas Van Alphen ⁽¹⁶⁾. Des expériences de diffraction des neutrons ⁽¹⁷⁾⁽¹⁸⁾ ont montré une polarisation négative ($- 0,2 \mu_B$ par atome) pour la bande s .

Les figures II 3 et II 4 montrent la densité d'états (calculée) du nickel et du fer.

Les figures II 5a et II 6 montrent des sections de la surface de Fermi du nickel et du fer.

La figure II 5c montre la structure de bande du nickel (courbes $E(k)$).

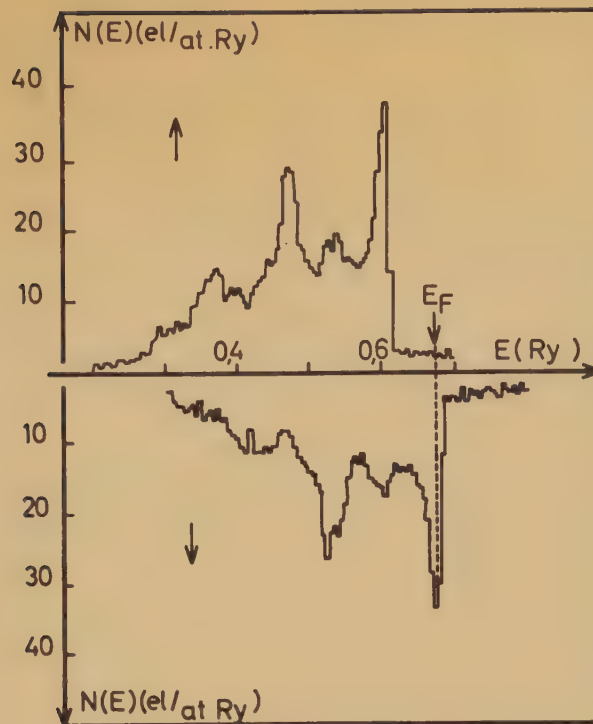


Figure II.3 - Densité d'états du nickel ferromagnétique(calculée⁽¹⁹⁾)

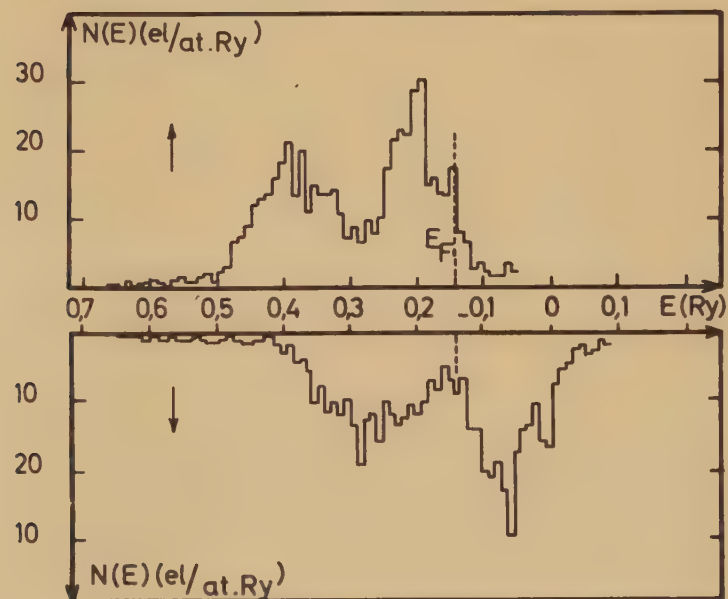
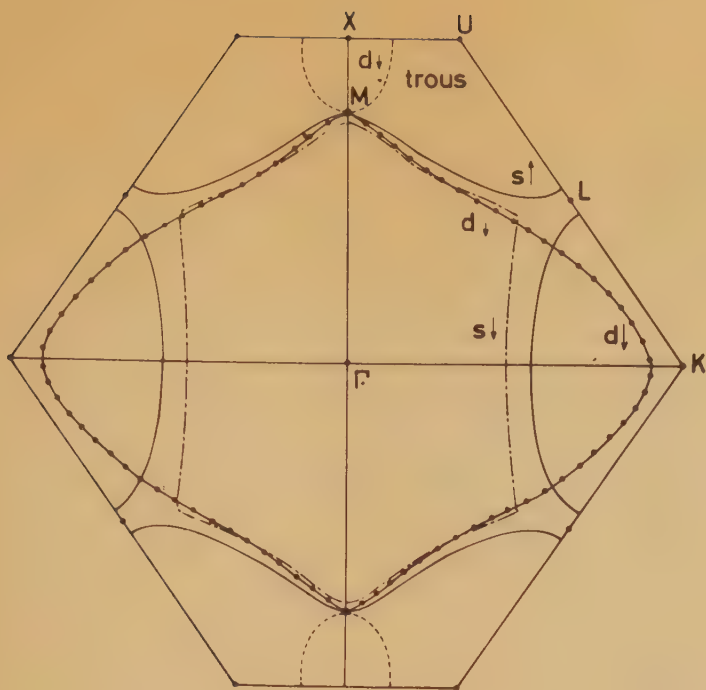


Figure II.4 - Densité d'états du fer ferromagnétique(calculée⁽²⁰⁾)



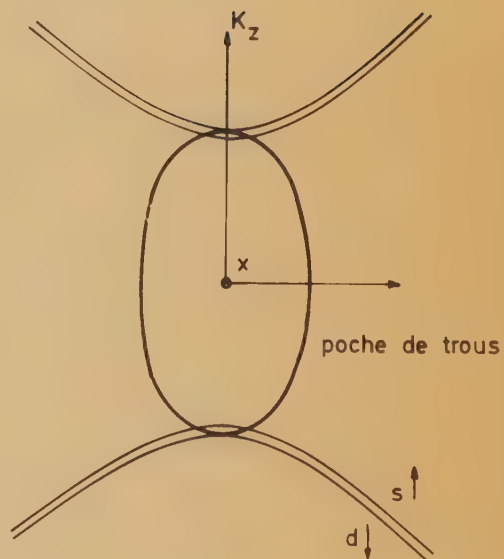
a

Figure II.5 -

a) Section de la surface de Fermi du nickel par un plan (110) d'après Gold⁽²¹⁾.

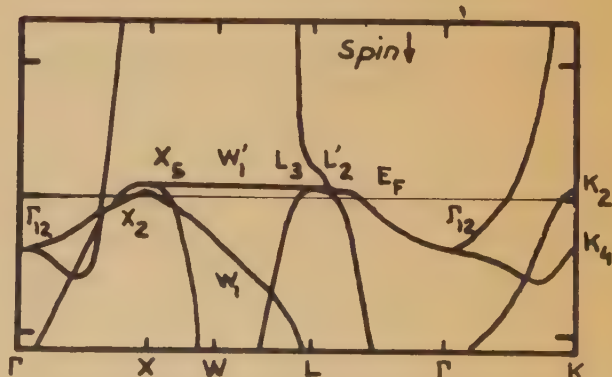
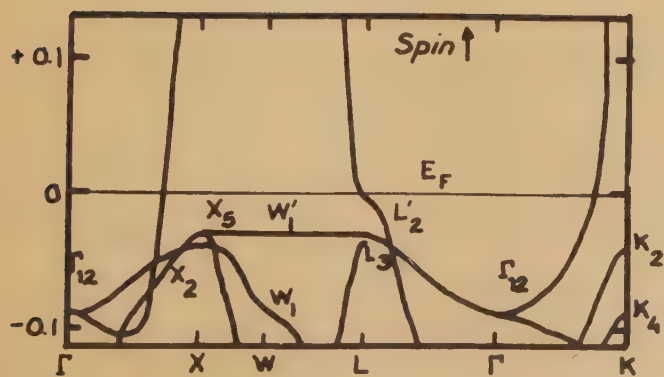
b) Position relative de la poche de trous entourant X et des bandes $s\uparrow$ et $d\downarrow$ d'après (13).

b



c) Structure de bande du nickel.

c



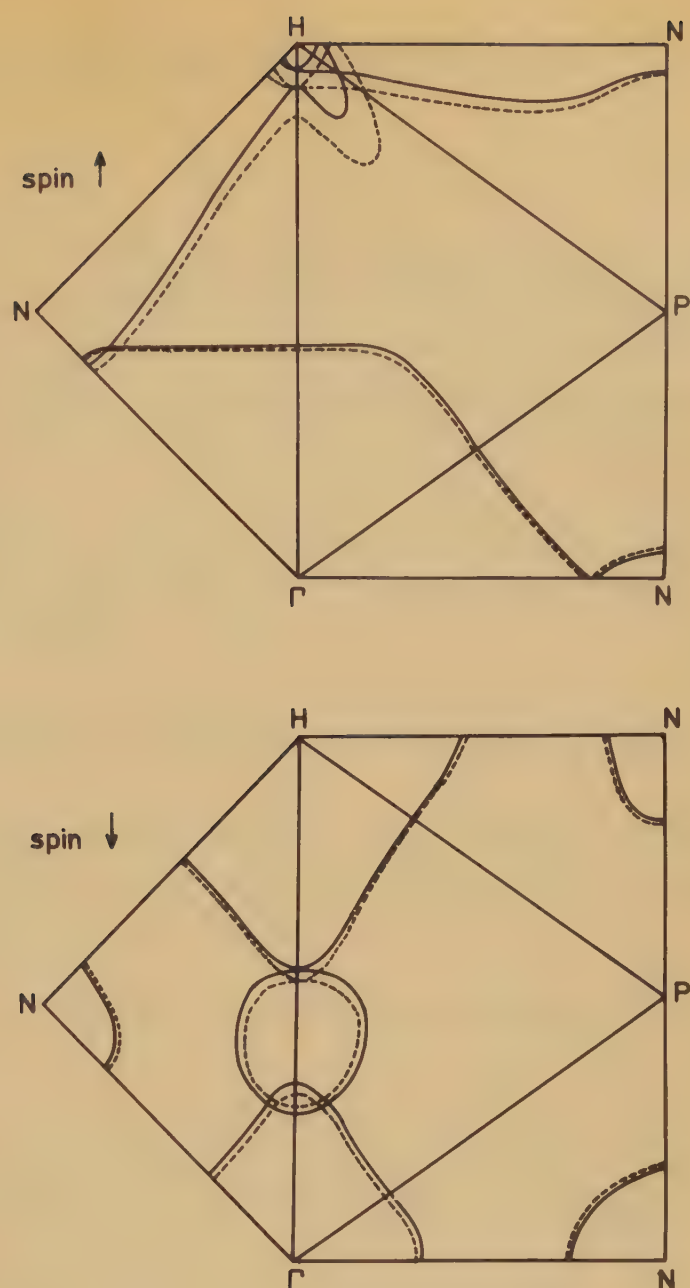


Figure II.6 - Sections des surfaces de Fermi de spin $\uparrow$ et de spin $\downarrow$ du fer par les plans (110) et (100) d'après Wai_{10h}⁽²⁰⁾
 Les courbes en pointillé représentent des surfaces d'énergie légèrement inférieure à E_F .

B - IMPURETES DANS LES METAUX DE TRANSITION FERROMAGNETIQUES.

1°) Modèles.

Dans les alliages de métaux de transition, le modèle de bande rigide⁽²²⁾ n'est valable que dans le cas où le niveau de Fermi n'est pas situé vers une extrémité de la bande d ou quand l'impureté est voisine de l'atome de la matrice dans le tableau de Mendeleïev. Ce modèle ne peut expliquer - par exemple - le moment magnétique négatif de certaines impuretés (Cr, V) dans le nickel (figure II.7

Nous rappelons brièvement les résultats du modèle de Friedel⁽²³⁾, développé par Gomès et Campbell⁽²⁴⁾⁽²⁵⁾⁽²⁶⁾ et applicable aux impuretés de métaux de transition dans le nickel et le fer.

Les hypothèses du calcul de Gomès et Campbell⁽²⁶⁾ sont :

i) la bande d est composée de 5 bandes identiques et indépendantes, décrites dans un modèle de liaisons fortes; les demi-bandes $d_{\uparrow}$ et $d_{\downarrow}$ sont décalées d'une énergie d'échange moyenne.

ii) Seuls les électrons d sont supposés participer à l'écran autour de l'impureté.

iii) le potentiel d'impureté est supposé localisé ($V(r-R_i) \approx \delta(r-R_i)$) et les effets de champ cristallin sont négligés ($V_{\sigma}(E_g) = V_{\sigma}(T_{2g}) = V_{\sigma}$).

Les deux paramètres $V_{\uparrow}$ et $V_{\downarrow}$ sont déterminés :

a) en écrivant la règle de somme de Friedel qui se met dans ce cas sous la forme

$$Z_{\sigma}(E_F) = -\frac{5}{\pi} \arctg \frac{\pi V_{\sigma} n_{\sigma}(E_F)/5}{1 - V_{\sigma} F_{\sigma}(E_F)/5}$$

où $n_{\sigma}(E)$ est la densité d'états de la demi-bande d_{σ} , $F_{\sigma}(E)$ sa transformée de Hilbert.

b) en écrivant que la différence ($V_{\uparrow} - V_{\downarrow}$) résulte seulement des termes d'échange

$$V_{\uparrow} - V_{\downarrow} = -J (\Delta N_{\uparrow} - \Delta N_{\downarrow})$$

Un succès de ce modèle est l'interprétation des moments magnétiques d'impuretés de métaux de transition dans le nickel (figure II 7); cette interprétation peut se résumer ainsi : dans la bande $d_{\uparrow}$, $V_{\downarrow}$ ne peut repousser que 0 ou 5 électrons au-dessus du niveau de Fermi

dans la bande $d_{\downarrow}$, $Z_m = -\frac{5}{\pi} \arctg - \frac{\pi n_{\downarrow}(E_F)}{F_{\uparrow}(E_F)}$ est la charge maximum repoussée ($V_{\downarrow} = \infty$).

Pour un potentiel d'impureté faiblement répulsif ($|Z| < |Z_m|$) la totalité de l'écran est réalisée dans la demi-bande $d_{\downarrow}$ et le moment de l'impureté est supérieur au moment d'un atome de nickel. La situation est représentée sur la figure II.8.

Pour un potentiel d'impureté fortement répulsif ($|Z| > |Z_m|$), l'état lié $3d_{\uparrow}$ est repoussé au-dessus du niveau de Fermi (figure II 9); la charge d'écran est d'environ de - 5 électrons de spin $\uparrow$ et de $(Z + 5)$ électrons de spin $\downarrow$, ce qui explique le moment négatif de Cr, Ti, V. La situation est représentée sur la figure II.9 : l'état $3d$ repoussé au-dessus du niveau de Fermi est représenté élargi par résonance avec les électrons s (état lié virtuel).

Le modèle développé par Gornès et Campbell permet d'expliquer également d'autres propriétés (chaleur spécifique, résistivité résiduelle) des impuretés de métaux de transition dans le nickel, le fer ou le cobalt.

Les limites du modèle sont claires : l'écran est construit avec des électrons de la bande d seulement, le potentiel perturbateur est supposé localisé et l'atome d'impureté n'est caractérisé que par sa différence de valence Z et sa constante d'échange J ; en particulier le modèle décrit mal les effets de période, c'est à dire des différences des propriétés entre des impuretés de métaux appartenant à la même colonne du tableau de Mendeleïev.

Figure II.7 - Modification du moment magnétique par l'addition d'impuretés dans le nickel

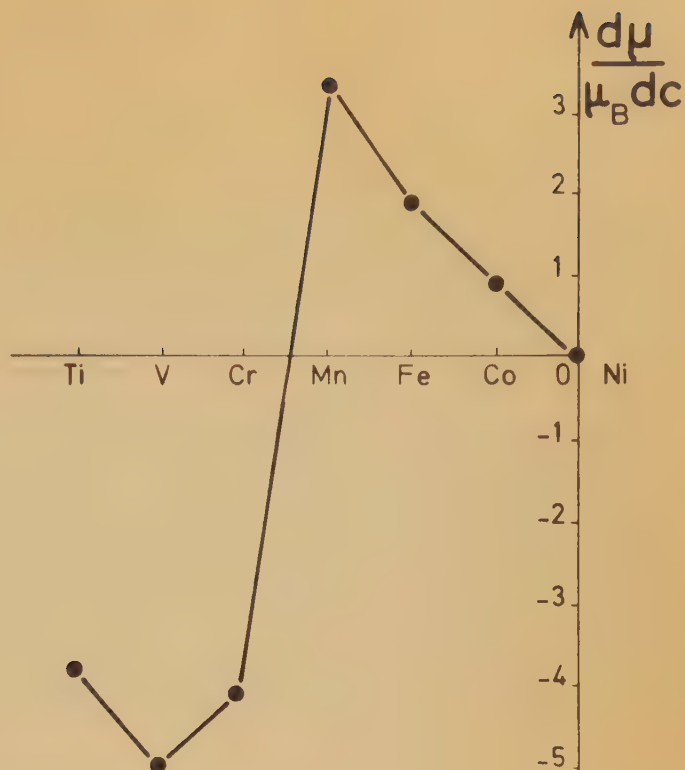


Figure II.8 - Densité d'états locale pour une impureté faiblement répulsive dans le nickel (exemple : Co, Fe)

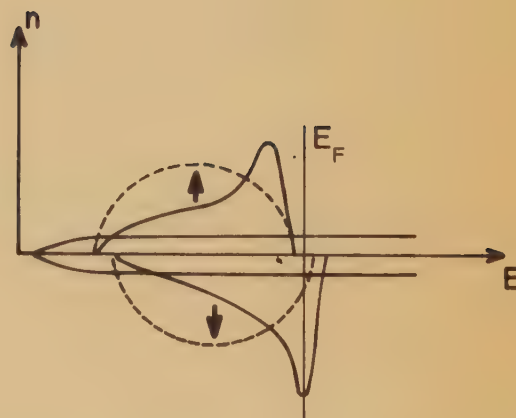
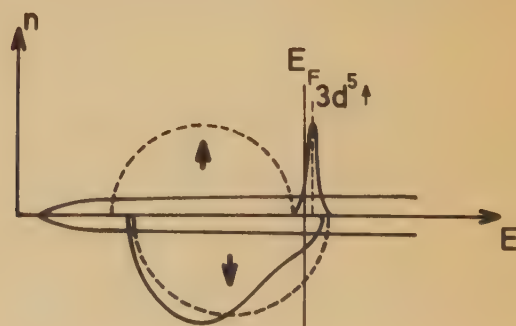


Figure II.9 - Densité d'états locale pour une impureté fortement répulsive dans le nickel (exemple : Cr)



Hayakawa⁽⁵⁴⁾ a développé un modèle sur une structure de bande plus réaliste, il ne suppose pas le potentiel d'impureté localisé mais ses résultats présentent de gros écarts à la règle d'écran de Friedel et d'autre part des désaccords avec les données expérimentales.

Le modèle construit par Demangeat et Gautier⁽²⁷⁾ tient compte de la différence entre les fonctions et niveaux atomiques de l'atome d'impureté et de l'atome de la matrice et ne limite pas la perturbation au site de l'impureté. Ce modèle permet d'expliquer les différences entre impuretés de métaux de transition d'une même colonne du tableau de Mendeleïev. Pour les impuretés de la première série de transition, les résultats ne sont pas très différents de ceux de Gomès et Campbell.

2°) Résistivités résiduelles des impuretés.

Si l'on suppose que l'écran autour de l'impureté est uniquement construit avec des électrons de la bande d, la méthode de Gomès et Campbell⁽²⁶⁾ permet d'évaluer directement la résistivité de l'impureté pour les électrons s_{σ} en fonction de la charge d'écran par atome Z_{σ} (Z_{σ} et Z_o peuvent être reliés au moment magnétique de l'impureté) :

$$\rho_{\sigma} = \frac{25\beta |\alpha_{sd}|^2}{\pi^3} \frac{1}{n_{d\sigma}} \sin^2 \frac{\pi Z_o}{5} \left(1 + \frac{n_s(E_F)}{n_{d\sigma}(E_F)} G_{d\sigma}^2(E_F) \alpha_{sd}^2 V_{sd}^2 \right) \quad (II.1)$$

$$\text{où} \quad \beta = \frac{4\pi mc}{e^2 \hbar n}, \quad \alpha_{sd} = \frac{V_{sd}}{V_{dd}}$$

Le premier terme de l'expression de ρ_{σ} correspond à la diffusion d'un électron s vers un état de la bande d, le second terme à la diffusion d'un électron s vers un état s via un état d.

Gomès et Campbell⁽²⁶⁾ montrent que le premier terme est prépondérant si le niveau de Fermi est en bord de bande, que $\alpha_{sd} = \frac{V_{sd}}{V_{dd}}$ doit varier lentement avec Z et que ρ_{σ} doit alors varier approximativement comme $\sin^2 \frac{\pi Z_{\sigma}}{5}$. En fait, on s'attend cependant à une augmentation de V_{sd} , quelque soit V_{dd} , pour $|Z|$ grand.

Dans le cas d'impuretés de Cr, V, Ti dans le nickel, le potentiel d'impureté repousse un état lié $d\uparrow$ au dessus de la bande $d\uparrow$ et la résistivité $\rho\uparrow$ est alors la résistivité classique ⁽²⁸⁾ associée à la résonance d'électrons de conduction sur un état lié; pour une bande s d'électrons libres on a :

$$\rho_{\uparrow} = \frac{20\pi}{nk_F} \sin^2 \eta_2(E_F) \text{ (U.A.)} \quad (\text{II.2})$$

Le déphasage $\eta_2(E_F)$ est relié à la charge d'écran $Z\uparrow$ par la règle de somme de Friedel;

C - RESISTIVITE DES METAUX DE TRANSITION FERROMAGNETIQUES.

1°) Résistivité des métaux de transition.

a) Modèle de Mott⁽¹⁾⁽²⁾.

Le modèle de Mott pour la conductivité des métaux de transition suppose le courant électrique principalement transporté par les électrons de la bande s et la résistivité principalement due aux transitions de la bande s vers la bande d.

Le modèle se justifie par la nette différence entre les densités d'états (et les masses effectives) des bandes s et d ($\frac{n_d(E_F)}{n_s(E_F)} \approx \frac{M_d}{m_s} \approx 5$ à 10). Les contributions des transitions s-s et s-d à la résistivité de la bande s sont approximativement dans le rapport de $n_s(E_F)$ et $n_d(E_F)$ si les éléments de matrice des transitions et les surfaces de Fermi ne sont pas trop différents ; la contribution principale est celle de transitions s-d :

$$\rho_s \approx m_s n_d(E_F)$$

De même la contribution principale à la résistivité de la bande d est celle des transitions d-d : $\rho_d \approx M_d n_d(E_F)$

$$\frac{\rho_s}{\rho_d} = \frac{\sigma_d}{\sigma_s} \approx \frac{m_s}{M_d}$$

En pratique on estime que les électrons de la bande s transportent 75% à 95% du courant ⁽²⁾. Dans le cas de ferromagnétiques forts et de diffusion sans renversement du spin (par exemple diffusion par des impuretés) les transitions s-s sont seules possibles en général pour la demi-bande de spin ↑ ; on peut prévoir une conductivité beaucoup plus forte pour la demi-bande de spin ↑ et une conductivité de la bande d tout à fait négligeable.

Le modèle de Mott explique la forte résistivité des métaux de transition par la possibilité des transitions s-d : à 300°K la résistivité du nickel est 4 fois plus forte que celle du cuivre.

La validité du modèle a été mise en évidence par les expériences classiques sur les alliages Pd Ag ⁽²²⁾ et Pd Rh ⁽²⁹⁾ : l'alliage d'argent ou de rhénium au palladium remplit la bande d du palladium et on observe la disparition progressive de la forte part de résistivité due aux transitions s-d (figure II 10).

b) Variation de la résistivité avec la température - Contribution des phonons.

La principale contribution à la variation thermique de la résistivité est due à l'agitation thermique. Les collisions avec les phonons sont connues donner une contribution à la résistivité proportionnelle à T à température élevée ($T \gg$ température de Debye θ_D) et proportionnelle à T^5 à basse température ($T \ll \theta_D$).

Dans le cas des métaux de transition, la contribution principale vient des transitions s-d et il en résulte quelques anomalies :

i) à température élevée, la densité d'états moyenne sur une largeur kT peut varier avec T si la densité d'états varie rapidement avec l'énergie, comme c'est le cas pour la densité d'états d'une bande d; il en résulte une résistivité qui ne varie pas linéairement avec T mais approximativement comme $T (1 - a T^2)$ ⁽²⁾.

ii) à basse température, la résistivité due au phonons devrait décroître exponentiellement s'il existe un "gap" entre les surfaces de Fermi s et d ou décroître en T^4 si les surfaces de Fermi s et d se coupent. En réalité on observe une variation de la résistivité proportionnelle à T^2 à basse température.

Les grandeurs des termes en T^2 pour quelques métaux de transition sont approximativement les suivantes ⁽³⁰⁾ (en $\mu.\Omega.cm$)

$$\begin{aligned} \text{Mn} (0,15 \times 10^{-6} T^2), \text{Nb} (140 \times 10^{-6} T^2), \text{W} (10 \times 10^{-6} T^2) \\ \text{Fe} (13 \times 10^{-6} T^2) , \text{Co} (13 \times 10^{-6} T^2), \text{Ni} (16 \times 10^{-6} T^2) \\ \text{Pd} (33 \times 10^{-6} T^2) , \text{Pr} (14 \times 10^{-6} T^2) \end{aligned}$$

D'autres mécanismes sont nécessaires pour expliquer cette variation en T^2 .

Pour les métaux non magnétiques le mécanisme invoqué est la diffusion de

Baber⁽³¹⁾

Figure II.10 - Résistivités d'alliages
Pd Ag et Pd Rh (d'après Mott⁽²⁾)

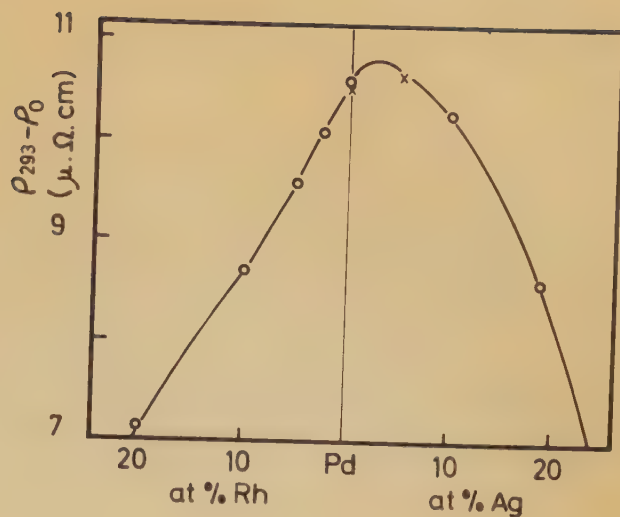


Figure II.11 - Résistivité du
nickel et du palladium à
température élevée.⁽²⁾

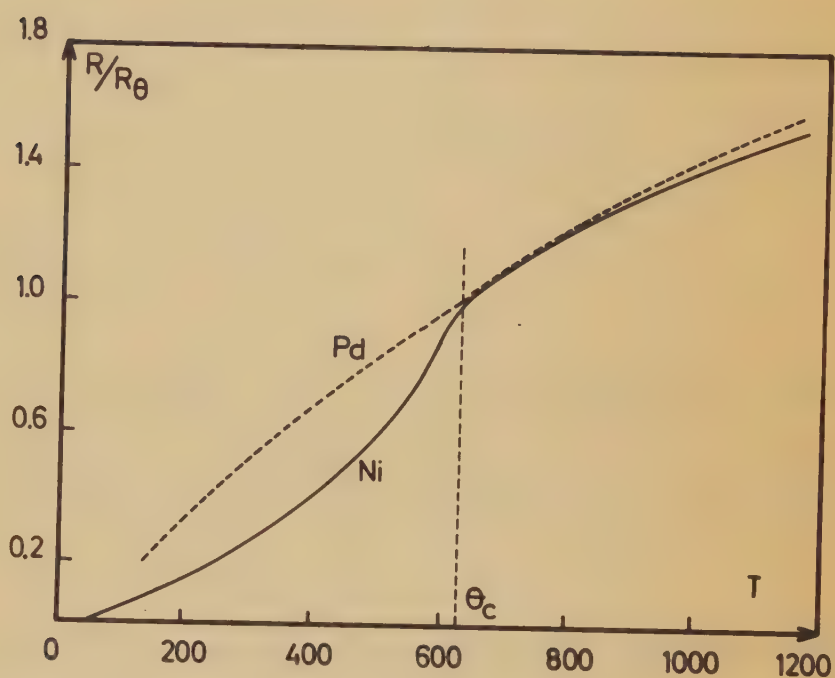
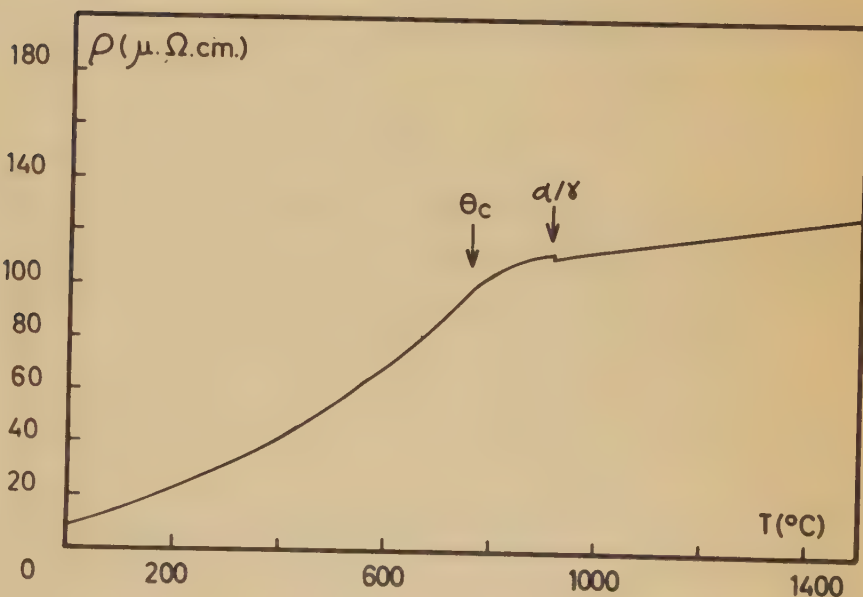


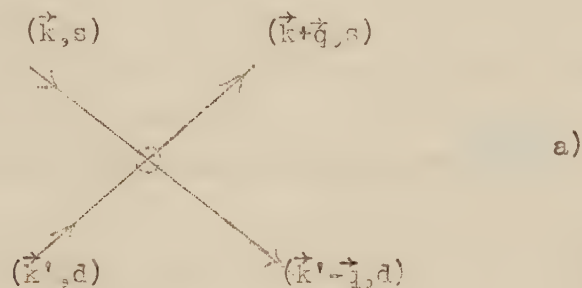
Figure II.12 - Résistivité
du fer à température élevée.⁽²⁾



c) Diffusion de Baber⁽³¹⁾.

Dans un modèle où tous les électrons ont la même masse effective, les collisions entre électrons ne peuvent limiter la conductivité : dans une collision la quantité de mouvement totale et le courant total se conservent.

Par contre les collisions entre électrons de la bande s et de la bande d d'un métal de transition peuvent contribuer à la résistivité, c'est le processus de Baber⁽³¹⁾, à la collision du type :



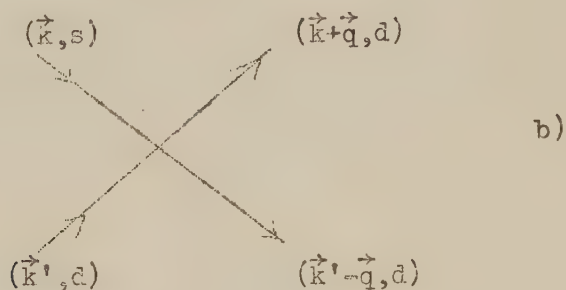
correspond une variation de courant $e \chi \left(\frac{q}{m_s} - \frac{q}{m_d} \right) = e \chi \frac{q}{m_s}$. Les seuls électrons concernés sont ceux situés dans une couche d'épaisseur kT au voisinage des surfaces de Fermi s et d et il en résulte une contribution de ce processus à la résistivité variant en T^2 .

Dans l'hypothèse de courbe de dispersions paraboliques et d'un potentiel d'interaction $\propto -r/r_0$, Appel⁽³²⁾ a calculé la contribution du processus à $\frac{1}{\tau}$

$$\frac{1}{\tau_{e.e}} = \frac{V_F (kT)^2}{n a r_0^2 E_s E_d} \quad (\text{II.3})$$

où E_s et E_d sont les énergies de Fermi et des électrons s et d , et a est un facteur de l'ordre de grandeur de l'unité. Cette expression prévoit une contribution de la diffusion de Baber de l'ordre de grandeur du terme en T^2 expérimental des métaux de transition.

Toutefois il est difficile d'évaluer précisément le terme de Baber avec une structure de bande réaliste. Par ailleurs il semble qu'il doit exister d'autres types de collisions comme :



Ce type de collisions devrait donner une contribution encore plus importante, $\frac{(kT)^2}{E_d^2}$ intervenant à la place de $\frac{(kT)^2}{E_d E_s}$ dans l'expression de $1/\tau_{e,e}$ (II.3). Le calcul de la contribution de ce type de collisions dépend énormément de la forme et de la position relative des surfaces de Fermi s et d et on peut en évaluer seulement l'ordre de grandeur .

La diffusion de Baber contribue très certainement à la résistivité des métaux de transition à basse température mais il est difficile de faire une évaluation précise de sa contribution.

Remarque : Dans les métaux ferromagnétiques, les collisions électron-électron avec changement de spin total des électrons d seront interprétés comme des collisions électron-magnon. Pour les collisions sans renversement de spin dans les ferromagnétiques forts (nickel) les collisions du type (a) sont possibles pour les électrons s de spin $\uparrow$ et de spin $\downarrow$ et les collisions du type (b) seulement pour les électrons de spin $\downarrow$.

2°) Résistivité des métaux de transition ferromagnétiques.

Remarque : Parmi les analyses de la résistivité des métaux ferromagnétiques exposées dans ce paragraphe, seule l'interprétation de Mott⁽³⁴⁾⁽²⁾ de la résistivité du nickel à l'approche du point de Curie distingue le rôle des électrons de conduction de spin $\uparrow$ et de spin $\downarrow$.

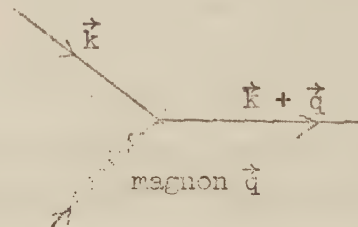
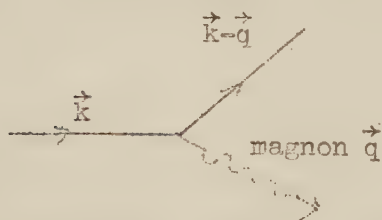
Les divers traitements de la résistivité due aux ondes de spin supposent que les électrons de spin $\uparrow$ et de spin $\downarrow$ transportent le même courant et oublient les effets importants qui apparaissent dans un modèle à deux courants.

Dans les métaux de transition magnétiques, il faut tenir compte d'une contribution supplémentaire à la résistivité due à la diffusion d'échange s-d.

Nous examinons le cas des métaux ferromagnétiques successivement à basse et haute température.

a) Résistivité à basse température.

Les collisions s-d avec renversement du spin peuvent être décrites comme des collisions avec création ou annihilation d'un magnon :



Ces collisions électron-magnon donnent une contribution supplémentaire à la résistivité des ferromagnétiques à basse température et on a beaucoup discuté de l'importance relative de cette contribution et de celle des collisions électron-électron sans renversement de spin (diffusion de Baber) dans le terme en T^2 expérimental.

La contribution à la résistivité des transitions s-s avec création ou annihilation d'un magnon a été calculée par divers auteurs⁽³⁶⁾⁽³⁷⁾⁽⁴⁰⁾⁽⁴¹⁾ et montrée proportionnelle à T^2 à basse température; cependant le terme en T^2 calculé est en général plus faible* d'un ordre de grandeur que le terme en T^2 expérimental. Par ailleurs les calculs cités supposent la même surface de Fermi pour les électrons s de spin $\uparrow$ et de spin $\downarrow$; en fait ces surfaces sont nettement différents par suite d'une hybridation différente des états $s\uparrow$ et $s\downarrow$ avec des états d et aussi de l'interaction d'échange s-d (voir II.A); on peut prévoir qu'au-dessous d'une température critique θ_c les magnons excités ne peuvent plus provoquer de transitions $s\uparrow - s\downarrow$ et que leur contribution à la résistivité varie en $e^{-\theta_c/T}$ pour $T < \theta_c$. D'après les données les plus récentes sur les surfaces de Fermi du nickel et du fer, les surfaces $s\uparrow$ et $s\downarrow$ sont nettement différentes, les températures θ_c sont de l'ordre de grandeur de quelque dizaines de degrés Kelvin et les calculs cités plus haut ne sont pas réalistes aux températures inférieures.

Par ailleurs nous montrerons (chapitre III et IV) que; si les vitesses moyennes des électrons de conduction de spin $\uparrow$ et de spin $\downarrow$ sont différentes, les ondes de spin ont une contribution beaucoup plus importante à la résistivité en mélangeant les courants $\uparrow$ et $\downarrow$. Cet effet n'apparaît pas dans les calculs cités plus haut qui supposent des vitesses d'entraînement identiques pour les électrons de spin $\uparrow$ et de spin $\downarrow$.

Goodings⁽⁴³⁾ a évalué la contribution à la résistivité des transitions s-d dues aux collisions électron-magnon. Cette contribution devrait être supérieure à celle des transitions s-s mais est difficile à évaluer précisément à basse température où elle doit dépendre de la position relative des surfaces de Fermi s et d.

* Sauf pour le terme en T^2 calculé par Mannari⁽⁴¹⁾; mais on peut mettre en doute la validité de ce dernier calcul.

En plus des collisions avec création ou annihilation d'un magnon, on peut aussi considérer l'effet des collisions du type :

électron $\vec{k}$ + magnon $\vec{q}$ $\rightarrow$ électron ($\vec{k}+\vec{K}$) + magnon ($\vec{q}-\vec{K}$). Il a été montré ⁽⁴⁴⁾ que la contribution de ces processus Raman est négligeable à basse température. Par contre ces processus peuvent devenir importants à température élevée.

b) Résistivité à température élevée.

La résistivité des métaux ferromagnétiques présente une anomalie très marquée au voisinage du point de Curie (figure II 11 pour le nickel, II 12 pour le fer).

Mott ⁽³⁴⁾ attribue cette anomalie pour le nickel à la modification de structure de bande à l'approche du point de Curie : à basse température les électrons $s\uparrow$ ne peuvent être diffusés vers les états d car la bande $d\uparrow$ est pleine; à l'approche du point de Curie T_c des trous apparaissent dans la bande $d\uparrow$, les transitions $s\uparrow \rightarrow d\uparrow$ deviennent possibles, la résistivité du nickel augmente et rejoint celle du palladium (figure II.11); au-dessus de T_c la résistivité du nickel paramagnétique et du palladium ont un comportement identique.

L'autre façon d'interpréter ⁽³⁵⁾⁽³⁶⁾⁽³⁷⁾ l'anomalie au voisinage de T_c est de l'attribuer à l'interaction d'échange s - d et à la diffusion par les ondes de spin : cette contribution à la résistivité augmente avec le désordre de spin jusqu'à la température de Curie.

L'anomalie de résistivité du fer à T_c est certainement due à l'effet du désordre de spin car, dans l'état ferromagnétique du fer, les densités d'états $n_{d\uparrow}(E_F)$ et $n_{d\downarrow}(E_F)$ sont toutes deux différentes de zéro, peu différentes sans doute de la densité d'état $n_d(E_F)$ du fer paramagnétique et l'effet prévu par Mott ne doit pas être important. Des mesures récentes ⁽⁸⁾ de la variation à température élevée de résistivités d'impuretés dans le fer confirment cette conclusion.

Par contre des mesures de résistivités d'impuretés dans le nickel ⁽³⁹⁾ indiquent que l'effet prévu par Mott est important pour le nickel : la résistivité d'une impureté de Pd dans Ni augmente fortement à l'approche de T_c , ce que peut expliquer la modification des diffusions s - d mais non un effet lié au désordre de spin.

C H A P I T R E I I I

MODELE A DEUX COURANTS POUR LA CONDUCTION DANS UN METAL DE TRANSITION FERROMAGNETIQUE

Résumé :

Nous montrons que, dans un modèle où les électrons de spin $\uparrow$ et de spin $\downarrow$ conduisent en parallèle, la résistivité se met sous la forme $\rho = \frac{\rho_{\uparrow}\rho_{\downarrow} + \rho_{\uparrow\downarrow}(\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow})}{\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow} + 4\rho_{\uparrow\downarrow}}$ où $\rho_{\uparrow}$, $\rho_{\downarrow}$ sont les résistivités des courants d'électrons de spin $\uparrow$ et de spin $\downarrow$ et $\rho_{\uparrow\downarrow}$ un terme de mélange. Nous déterminons la contribution des diffusions avec spin-flip aux trois termes $\rho_{\uparrow}$, $\rho_{\downarrow}$, $\rho_{\uparrow\downarrow}$.

Plan du chapitre :

A - Introduction

B - Modèle à deux courants

C - Remarque sur la valeur du terme $\rho_{\uparrow\downarrow}$ à 0°K

C H A P I T R E I I I

MODELE A DEUX COURANTS POUR LA CONDUCTION DANS UN METAL DE TRANSITION FERROMAGNETIQUE

A - INTRODUCTION

Dans un métal de transition, le courant électrique est transporté principalement par les électrons de la bande s et la résistivité due principalement aux transitions de la bande s vers la bande d des électrons au niveau de Fermi⁽¹⁾⁽²⁾.

Dans un métal ferromagnétique, les densités d'états au niveau de Fermi sont en général différentes pour les demi-bandes d de spin parallèle ($\text{spin}\uparrow$) et antiparallèle ($\text{spin}\downarrow$) à l'aimantation. Aussi Mott⁽¹⁾⁽²⁾, invoquant que les possibilités de diffusions s-d sont en général différentes pour les électrons s de $\text{spin}\uparrow$ et de $\text{spin}\downarrow$, a proposé que les demi-bandes $s\uparrow$ et $s\downarrow$ - et plus généralement les électrons de $\text{spin}\uparrow$ et de $\text{spin}\downarrow$ - conduisent le courant en parallèle avec des conductivités différentes.

La différence des diffusions s-d selon la direction du spin, invoquée par Mott, est sans doute la raison principale de la différence des courants d'électrons de $\text{spin}\uparrow$ et de $\text{spin}\downarrow$, toutefois d'autres facteurs peuvent aussi intervenir, comme la différence des masses effectives et des surfaces de Fermi des demi-bandes $s\uparrow$ et $s\downarrow$ et aussi la contribution différente des électrons des demi-bandes $d\uparrow$ et $d\downarrow$ au courant.

Plus généralement, on peut dire que, dans un ferromagnétique, le nombre quantique de spin suivant l'axe de l'aimantation est un bon nombre quantique si on néglige les effets du couplage spin-orbite et que la distinction entre un courant d'électrons de $\text{spin}\uparrow$ et de $\text{spin}\downarrow$ est justifiée.

Le modèle le plus simple que l'on peut construire suppose le courant transporté uniquement par les deux demi-bandes $s_{\uparrow}$ et $s_{\downarrow}$, contenant le même nombre n d'électrons, de même masse effective m ; les temps de relaxation à l'intérieur des demi-bandes sont $\tau_{\uparrow}$ et $\tau_{\downarrow}$.

En l'absence de diffusions avec renversement du spin (spin-flip) ou de collisions entre électrons de spin opposé, on a deux courants indépendants en parallèle ; la conductivité est la somme des conductivités $\sigma_{\uparrow}$ et $\sigma_{\downarrow}$:

$$\sigma = \sigma_{\uparrow} + \sigma_{\downarrow} \quad \text{où} \quad \sigma_{\uparrow} = \frac{ne^2}{m} \tau_{\uparrow}, \quad \sigma_{\downarrow} = \frac{ne^2}{m} \tau_{\downarrow}$$

$$\rho = 1/\sigma = \frac{\rho_{\uparrow}\rho_{\downarrow}}{\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow}} \quad \text{où} \quad \rho_{\uparrow} = 1/\sigma_{\uparrow}, \quad \rho_{\downarrow} = 1/\sigma_{\downarrow}$$

Les diffusions avec spin-flip ou les collisions entre électrons de spin opposé tendent à égaliser les deux courants ; supposons pour simplifier qu'il y a uniquement des diffusions avec spin-flip qui conservent la quantité de mouvement* et , appelons $1/\tau_{\uparrow\downarrow}$ leur fréquence. Si $\bar{v}_{\uparrow}$ et $\bar{v}_{\downarrow}$ sont les vitesses moyennes d'entraînement des électrons de spin $\uparrow$ et de spin $\downarrow$, l'effet des diffusions avec spin-flip est le transfert par une unité de temps de la quantité de mouvement $\frac{m(\bar{v}_{\uparrow} - \bar{v}_{\downarrow})}{\tau_{\uparrow\downarrow}}$ du courant de spin $\uparrow$ à celui de spin $\downarrow$. Les vitesses $\bar{v}_{\uparrow}$ et $\bar{v}_{\downarrow}$ sont déterminées par les équations :

$$\left[\frac{d\bar{v}_{\sigma}}{dt} \right]_{\text{champ électrique}} = \left[\frac{d\bar{v}_{\sigma}}{dt} \right]_{\text{collisions}}$$

soit

$$-\frac{e\mathcal{E}}{m} = \frac{\bar{v}_{\uparrow}}{\tau_{\uparrow}} + \frac{\bar{v}_{\uparrow} - \bar{v}_{\downarrow}}{\tau_{\uparrow\downarrow}}$$

$$-\frac{e\mathcal{E}}{m} = \frac{\bar{v}_{\downarrow}}{\tau_{\downarrow}} + \frac{\bar{v}_{\downarrow} - \bar{v}_{\uparrow}}{\tau_{\uparrow\downarrow}}$$

(III.1)

* C'est pratiquement le cas des diffusions par les ondes de spin à basse température ; par ailleurs nous verrons plus loin comment traiter la contribution des collisions entre électrons de spin opposé.

On en déduit facilement la résistivité :

$$\rho = \frac{\rho_{\uparrow}\rho_{\downarrow} + \rho_{\uparrow\downarrow}(\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow})}{\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow} + 4\rho_{\uparrow\downarrow}} \quad (\text{III.2})$$

$$\text{ou } \rho_{\uparrow\downarrow} = \frac{m}{ne^2 \tau_{\uparrow\downarrow}}$$

Le résultat essentiel est que ρ dépend de $\rho_{\uparrow\downarrow}$ si $\rho_{\uparrow} \neq \rho_{\downarrow}$ et d'autant plus que $\rho_{\downarrow}/\rho_{\uparrow}$ est différent de l'unité.

Dans la limite $\rho_{\uparrow\downarrow} \gg \rho_{\uparrow}, \rho_{\downarrow}$, la résistivité vaut $\frac{1}{4}(\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow})$, comme si tous les électrons avaient le temps de relaxation moyen $\frac{1}{2}(\tau_{\uparrow} + \tau_{\downarrow})$; la distinction de deux courants n'est donc intéressante que si les diffusions avec spin-flip ne sont pas beaucoup plus fréquentes que les diffusions sans spin-flip ; le modèle est donc certainement plus adapté pour être appliqué à basse température, où la diffusion principale est la diffusion sans spin-flip par les impuretés, qu'à température élevée où la diffusion par les ondes de spin devient importante.

Remarque :

1) Bande s et bande d

Le modèle à plusieurs courants décrit dans ce chapitre suppose la distinction - sur la surface de Fermi d'une direction de spin - d'"électrons s" et d'"électrons d" de masse effective nettement plus lourde. Cette distinction sur la surface de Fermi de nappes de caractère s dominant et de masse effective faible, et de nappes de caractère d et de masse effective nettement plus lourde, est en général possible pour les métaux de transition les plus à droite dans le tableau de Mendeleïev.

Dans le cas du nickel, la structure de bande a été précisée ces dernières années par de nombreuses expériences d'effet De Haas Van Alphen⁽¹³⁾⁽⁶²⁾⁽⁶³⁾ et des travaux théoriques⁽¹⁹⁾⁽⁴²⁾ ; sur la surface de Fermi (figure II 5a, voir aussi les courbes $E(\vec{k})$ de la figure II 5c) on distingue :

- a) Une surface $s\uparrow$, de caractère s dominant
- b) Une surface $s\uparrow$, à forte hybridation d dans certaines régions de la zone de Brillouin
- c) Une surface $d\uparrow$, de masse effective et de densité d'états environ 4 à 5 fois plus fortes que celles des surfaces s
- d) Des poches de trous entourent les points X , de caractère d , de masse effective légère⁽⁶²⁾. Cette poche de trous pourra être classée dans la bande de conduction $s\uparrow$, étant donné sa faible masse effective ; son caractère d ne peut intervenir que dans le calcul des probabilités de transitions.

Dans le cas du fer, la distinction de nappes s et d sur la surface de Fermi est beaucoup plus artificielle.

2) Conduction par deux courants et domaines ferromagnétiques

La définition de courants de spin $\uparrow$ et de spin $\downarrow$ suppose l'existence d'un seul domaine ferromagnétique. Dans le cas d'échantillons poly-domaines, les résultats du modèle restent évidemment valables si les dimensions des domaines (≈ 10 microns) sont beaucoup plus grandes que le libre parcours moyen ℓ . Dans le cas de métaux très purs où ℓ peut être de l'ordre de grandeur de quelques microns, l'effet des parois de Bloch peut ne pas être négligeable et contribuer au mélange des courants de spin $\uparrow$ et de spin $\downarrow$.

B - MODELE A DEUX COURANTS

Les électrons de conduction sont supposés groupés en bandes i , de masses effectives moyennes m_i , de vitesses moyennes au niveau de Fermi v_i . Les bandes i sont, pour un ferromagnétique fort (Ni) les trois bandes $s\uparrow$, $s\downarrow$, $d\uparrow$, pour un ferromagnétique faible (Fe) les quatre bandes $s\uparrow$, $s\downarrow$, $d\uparrow$, $d\downarrow$.

Avec la notation habituelle⁽⁴⁶⁾, l'équation de Boltzmann pour les électrons de la bande i s'écrit, en l'absence de champ magnétique :

$$-e \vec{E} \cdot \vec{v}(\vec{k}_i) \frac{\partial f_{k_i}^0}{\partial E} = \sum_j \int d^3 k_j \left\{ f(\vec{k}_i) [1 - f(\vec{k}_j)] - f(\vec{k}_j) [1 - f(\vec{k}_i)] \right\} 2 \vec{k}_j$$

Le terme de droite tient compte des transitions de la bande i vers toutes les bandes j . Pour ne pas alourdir le calcul, nous n'avons pas écrit les termes correspondant aux collisions électron-électron ; nous traiterons leur effet dans l'appendice A et montrerons principalement qu'elles contribuent de façon négligeable au mélange des courants de spin $\uparrow$ et de spin $\downarrow$.

On pose :

$$f(\vec{k}_i) = f_{k_i}^0 - \phi_{\vec{k}_i} \frac{\partial f_{k_i}^0}{\partial E} \quad (\text{III.3})$$

et on cherche une solution de la forme*

$$\phi_{\vec{k}_i} = \eta_i \vec{k}_i \cdot \vec{E} \quad (\text{III.4})$$

* $\frac{m_i \eta_i \vec{E}}{k^2}$ est le déplacement moyen de la surface de Fermi i dans l'espace des k ; $\phi_{\vec{k}_i} = \eta_i \vec{k}_i \cdot \vec{E}$ n'est la forme rigoureuse de la solution que pour des surfaces de Fermi sphériques et des probabilités de transitions ne dépendant que de $|\vec{k} - \vec{k}'|$.

L'équation de Boltzmann pour la bande i devient

$$- e \vec{u} \cdot \vec{\nabla}(\vec{k}_i) \frac{\partial f_{k_i}^0}{\partial E} = - \frac{1}{k_B T} \sum_j \int d^3 k_j' (\eta_i \vec{k}_i - \eta_j \vec{k}_j') \cdot \vec{u} P(\vec{k}_j, \vec{k}_i) \quad (\text{III.5})$$

où $\vec{u} = \frac{\partial \phi}{\partial \vec{r}}$ et $P(\vec{k}_j', \vec{k}_i) = f_{k_i}^0 (1 - f_{k_j'}^0) 2 \frac{\vec{k}_j'}{\vec{k}_i}$

Les valeurs de η_i sont déterminées en écrivant que, pour chaque bande i , la variation totale de quantité de mouvement due au champ électrique est compensée par la variation due à la diffusion^{*}. Les valeurs de η_i sont alors solution du système d'équations

$$\chi_i = \eta_i \sum_j a_{ij} + \sum_{j \neq i} b_{ij} (\eta_i - \eta_j) \quad (\text{III.6})$$

$$\begin{aligned} \text{où} \quad \chi_i &= - e \int d^3 k_i (\vec{k}_i \cdot \vec{u}) [V(\vec{k}_i) \cdot \vec{u}] \frac{\partial f_{k_i}^0}{\partial E} \\ a_{ij} &= \frac{1}{2k_B T} \int d^3 k_i d^3 k_j [(\vec{k}_i - \vec{k}_j') \cdot \vec{u}]^2 P(\vec{k}_i, \vec{k}_j') \\ b_{ij} &= \frac{1}{k_B T} \int d^3 k_i d^3 k_j (\vec{k}_i \cdot \vec{u}) (\vec{k}_j' \cdot \vec{u}) P(\vec{k}_j', \vec{k}_i) \end{aligned} \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} \chi_i \\ a_{ij} \\ b_{ij} \end{aligned}} \right\} \quad (\text{III.7})$$

Remarque : Après intégration dans l'énergie :

$$\chi_i = e \int \frac{dS_{k_i}}{4\pi V(\vec{k}_i)} (\vec{k}_i \cdot \vec{u}) [\vec{V}(\vec{k}_i) \cdot \vec{u}] \quad (\text{III.8})$$

où dS_{k_i} est un élément de la surface de Fermi i . χ_i ne dépend que de la surface de Fermi et pas de la masse effective moyenne m_i ;

^{*} Une méthode variationnelle aboutit aux mêmes résultats.

pour une bande d'électrons libres, χ_i serait simplement proportionnel au volume de la sphère de Fermi.

Par ailleurs, dans le calcul des coefficients a_{ij} et b_{ij} , le facteur $f(1-f)$ limite l'intégration à une largeur d'énergie kT ; on en déduit que les coefficients a_{ij} , b_{ij} sont approximativement dans le rapport des quantités $\frac{1}{v_i v_j} \propto m_i m_j$ si les surfaces de Fermi et les probabilités de transition ne sont pas trop différentes les unes des autres. Par exemple, considérons la contribution aux a_{ij} , b_{ij} de la diffusion sans spin-flip par une impureté : $a_{d\sigma-d\sigma} (\approx m_d^2)$ est nettement plus grand que $a_{s\sigma-d\sigma}$ et $b_{s\sigma-d\sigma} (\approx m_s m_d)$; le fait que $V_{dd} > V_{sd}$ pour une impureté de métal de transition joue dans le même sens. De même $a_{s\sigma-s\sigma}$ et $b_{s\sigma-s\sigma}$ sont nettement plus grands que $a_{s\sigma-d\sigma}$.

On en déduit qu'en général $\frac{\eta_d}{\eta_s} \approx \frac{m_s}{m_d}$ et si la diffusion par une impureté de transition est importante, $\frac{\eta_d}{\eta_s} \lesssim \frac{m_s}{m_d}$. Dans le cas où

la bande d est pleine, $\frac{\eta_{d\uparrow}}{\eta_{s\uparrow}} \approx \frac{a_{s\uparrow-s\uparrow}}{a_{d\uparrow-d\uparrow}} < \left(\frac{m_s}{m_d}\right)^2$.

La conclusion de ces quelques remarques sur l'ordre de grandeur relatif des η_i est que $\eta_{d\sigma}$ peut être négligé devant $\eta_{s\sigma}$, surtout si une part importante de la diffusion est due à des impuretés de métaux de transition. Le courant d peut être moins négligeable à température élevée où la diffusion par les impuretés est relativement moins importante.

Nous négligeons maintenant $\eta_{d\uparrow}$ et $\eta_{d\downarrow}$, c'est à dire la contribution des électrons d au courant. On montre dans l'appendice B qu'il est possible de continuer le calcul sans négliger le courant des électrons d et de développer un modèle à deux courants d'électrons de spin $\uparrow$ ($s\uparrow$ et $d\uparrow$) et de spin $\downarrow$ ($s\downarrow$ et $d\downarrow$).

Le système d'équations (III.6) devient :

$$\begin{cases} \chi_{s\uparrow} = (a_{s\uparrow-s\uparrow} + a_{s\uparrow-d\uparrow} + b_{s\uparrow-d\uparrow} + a_{s\uparrow-s\downarrow} + a_{s\uparrow-d\downarrow} + b_{s\uparrow-d\downarrow}) \eta_{s\uparrow} + b_{s\uparrow-s\downarrow} (\eta_{s\uparrow} - \eta_{s\downarrow}) \\ \chi_{s\downarrow} = (a_{s\downarrow-s\downarrow} + a_{s\downarrow-d\downarrow} + b_{s\downarrow-d\downarrow} + a_{s\downarrow-s\uparrow} + a_{s\downarrow-d\uparrow} + b_{s\downarrow-d\uparrow}) \eta_{s\downarrow} + b_{s\downarrow-s\uparrow} (\eta_{s\downarrow} - \eta_{s\uparrow}) \end{cases} \quad (\text{III.10})$$

où $\vec{\chi} = |\vec{M}| \vec{\eta}$

Il est alors facile de calculer le courant :

$$\vec{J} = \sum_i \int e \vec{V}(\vec{k}_i) f_{\vec{k}_i} d^3 k_i = e \sum_i \chi_i M_{ij}^{-1} \chi_j$$

On en déduit la résistivité :

$$\rho = \frac{\rho_{\uparrow} \rho_{\downarrow} + \rho_{\uparrow\downarrow} (\rho_{\uparrow} \frac{\chi_{s\uparrow}}{\chi_s} + \rho_{\downarrow} \frac{\chi_{s\downarrow}}{\chi_{s\uparrow}})}{\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow} + \rho_{\uparrow\downarrow} (\frac{\chi_{s\uparrow}}{\chi_{s\downarrow}} + \frac{\chi_{s\downarrow}}{\chi_{s\uparrow}})^2}$$

où $\rho_{\uparrow} = \frac{1}{2} (a_{s\uparrow-s\uparrow} + a_{s\uparrow-d\uparrow} + b_{s\uparrow-d\uparrow} + a_{s\uparrow-s\downarrow} + a_{s\uparrow-d\downarrow} + b_{s\uparrow-d\downarrow})$ (III.11)

$$\rho_{\downarrow} = \frac{1}{2} (a_{s\downarrow-s\downarrow} + a_{s\downarrow-d\downarrow} + b_{s\downarrow-d\downarrow} + a_{s\downarrow-s\uparrow} + a_{s\downarrow-d\uparrow} + b_{s\downarrow-d\uparrow})$$

$$\rho_{\uparrow\downarrow} = \frac{1}{\chi_{s\uparrow} \chi_{s\downarrow}} b_{s\uparrow-s\downarrow}$$

Si on suppose que les surfaces de Fermi $s\uparrow$ et $s\downarrow$ ont des dimensions égales, soit $\chi_{s\uparrow} = \chi_{s\downarrow} = \chi$, on retrouve l'équation (III.2)

$$\rho = \frac{\rho_{\uparrow} \rho_{\downarrow} + \rho_{\uparrow\downarrow} (\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow})}{\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow} + 4\rho_{\uparrow\downarrow}}$$

Discutons les diverses contributions à a) $\rho_{\uparrow}$, $\rho_{\downarrow}$, b) $\rho_{\uparrow\downarrow}$

a) ρ_σ , résistivité du courant d'électrons s de spin σ , est la somme de :

i) $\frac{1}{\chi^2} a_{s\sigma-s\sigma}$, contribution des diffusions s-s sans spin-flip.

ii) $\frac{1}{\chi^2} (a_{s\sigma-d\sigma} + b_{s\sigma-d\sigma})$, contribution des diffusions s-d sans spin-flip, en général la plus importante.

iii) $\frac{1}{\chi^2} a_{s\sigma-s\sigma'}$, contribution des diffusions s-s avec spin-flip ; c'est le terme calculé par Kasuya⁽³⁶⁾, Mills⁽³⁷⁾ ou Mannari⁽⁴¹⁾ pour la diffusion par les ondes de spin.

iv) $\frac{1}{\chi^2} (a_{s\sigma-d\sigma'} + b_{s\sigma-d\sigma'})$, contribution des diffusions s-d avec spin-flip ; c'est le terme calculé par Goodings⁽⁴³⁾ pour la diffusion par les ondes de spin.

Les quatre termes précédents se calculent à partir des expressions (III.7).

b) $\rho_{\uparrow\downarrow} = \frac{b_{s\uparrow-s\downarrow}}{\chi^2}$ est le terme de mélange associé aux processus $s\uparrow-s\downarrow$ qui tendent à égaliser les deux courants et se calcule à partir de (III.7). Il faut noter que les diffusions $s\uparrow-s\downarrow$ contribuent à la fois à $\rho_{\uparrow}$ et $\rho_{\downarrow}$ (terme $\frac{a_{s\uparrow-s\downarrow}}{\chi^2}$) et à $\rho_{\uparrow\downarrow}$ ($\frac{b_{s\uparrow-s\downarrow}}{\chi^2}$) ; il est évident d'après les expressions (III.7) de $a_{s\uparrow-s\downarrow}$ et $b_{s\uparrow-s\downarrow}$ que $a_{s\uparrow-s\downarrow}$ est beaucoup plus petit que $b_{s\uparrow-s\downarrow}$ si de petites quantités de mouvement sont échangées dans la diffusion ; pour $|\vec{k}_{s\uparrow} - \vec{k}_{s\downarrow}| \ll k_F$, le rapport des deux termes est approximativement égal à la valeur moyenne de $\frac{|\vec{k}_{s\uparrow} - \vec{k}_{s\downarrow}|^2}{k_F^2}$.

Le calcul précédent retrouve l'expression (III.2) de la résistivité trouvée dans le modèle très simplifié que nous avons présenté dans l'introduction du chapitre. Les expressions (III.7)

et (III.11) permettent de calculer les résistivités $\rho_{\uparrow}$, $\rho_{\downarrow}$, $\rho_{\uparrow\downarrow}$, en particulier de séparer les contributions à $\rho_{\uparrow}$, $\rho_{\downarrow}$ et $\rho_{\uparrow\downarrow}$ des diffusions avec spin-flip et changement du vecteur d'onde.

Le calcul présenté dans l'appendice B ne néglige pas le courant transporté par la bande d mais suppose par contre que les transitions avec spin-flip sont peu fréquentes par rapport à celles sans spin-flip. Il montre qu'alors la résistivité peut se mettre aussi sous la forme (III.2) où $\rho_{\uparrow}$ et $\rho_{\downarrow}$ sont les résistivités des courants d'électrons de spin $\uparrow$ ($s\uparrow+d\uparrow$) et de spin $\downarrow$ ($s\downarrow+d\downarrow$), $\rho_{\uparrow\downarrow}$ un terme de mélange, et donne les expressions de $\rho_{\uparrow}$, $\rho_{\downarrow}$, $\rho_{\uparrow\downarrow}$.

Le calcul présenté dans l'appendice A montre que les collisions entre électrons de spin opposé contribuent de façon négligeable à $\rho_{\uparrow\downarrow}$. On sait par contre qu'il existe certainement une contribution à $\rho_{\uparrow}$ et $\rho_{\downarrow}$ des collisions entre électrons s et d (diffusion de Baber (31)).

C - REMARQUE SUR LA VALEUR DU TERME $\rho_{\uparrow\downarrow}$ à 0°K

Nous voulons montrer que l'on peut négliger $\rho_{\uparrow\downarrow}(T=0)$ devant $\rho_{\uparrow}(T=0)$ et $\rho_{\downarrow}(T=0)$ quand la résistivité à 0°K est due à la diffusion par ^{impuretés de} ~~dés~~ métaux de la première série de transition, autrement dit que les diffusions $s\uparrow-s\downarrow$ par de telles impuretés sont beaucoup moins fréquentes que les diffusions sans spin-flip ($s_{\sigma}^{\uparrow}-s_{\sigma}^{\downarrow}$ ou $s_{\sigma}-d_{\sigma}$).

A température nulle les seules diffusions avec spin-flip par les impuretés sont celles dues au couplage spin-orbite et la raison générale de leur faiblesse relative est que la force du couplage spin-orbite, dans le cas d'une diffusion résonante sur un niveau 3d, est nettement plus faible ($\lambda_{3d} \lesssim 0,1$ eV.⁽⁴⁷⁾) que celle du potentiel V_{sd} ($V_{sd} \approx 0,5 - 1$ eV⁽²⁵⁾).

Dans le cas où la résistivité de l'impureté est due principalement à une diffusion résonante sur un niveau 3d (exemple : Cr, V dans Ni), la situation est semblable à celle d'une impureté de métal de transition dans le cuivre. Or, pour des impuretés de la première série de transition dans le cuivre, les expériences de résonance électronique de Monod⁽⁴⁸⁾ ont montré que la section efficace de diffusion avec spin-flip est environ 100 fois plus faible que la section efficace de diffusion sans spin-flip.

Dans le cas où la résistivité de l'impureté est due principalement à des diffusions de la bande s vers la bande d, le terme $\rho_{\uparrow\downarrow}$, dû uniquement à des diffusions $s\uparrow-s\downarrow$, est à priori encore plus faible par rapport à $\rho_{o\uparrow}$, $\rho_{o\downarrow}$ que dans le cas précédent.

Nos résultats expérimentaux, exposés plus loin, en particulier l'observation de rapports $\frac{\rho_{o\downarrow}}{\rho_{o\uparrow}}$ de l'ordre de 30, montrent également que la diffusion avec spin-flip est beaucoup moins importante que celle sans spin-flip.

Nous suppeserons $\rho_{\uparrow\downarrow}(T=0) = 0$; toutefois, il est facile de montrer que l'introduction d'un petit terme $\rho_{\uparrow\downarrow}(T=0)$ différent de zéro est équivalent à un transfert de résistivité de $\rho_{0\uparrow}$ à $\rho_{0\downarrow}$ dans le sens de leur égalisation et se traduit seulement par une légère diminution du rapport α des résistivités résiduelles.

C H A P I T R E I V

RÉSISTIVITÉ D'ALLIAGES DILUÉS A BASE DE NICKEL ET DE FER

Résumé :

Nous mettons en évidence la conduction par deux courants d'électrons de spin $\uparrow$ et de spin $\downarrow$ et l'existence d'impuretés qui diffusent les deux courants de façon très différente. La variation avec la température de la résistivité d'alliages contenant de telles impuretés met en évidence un fort terme de mélange $\rho_{\uparrow\downarrow}$.

Plan du chapitre :

- A - Introduction
- B - Prévisions du modèle à deux courants
- C - Résistivités résiduelles d'alliages ternaires dilués
- D - Variation de la résistivité d'alliages binaires dilués avec la température (qualitatif)
- E - Analyse de la variation avec la température d'alliages à base de nickel
- F - Analyse de la variation avec la température d'alliages à base de fer

C H A P I T R E I V

RESISTIVITE D'ALLIAGES DILUES A BASE DE NICKEL ET DE FER

A - INTRODUCTION

On mesure entre 1,5°K et 320°K la résistivité d'échantillons de nickel et de fer purs ou contenant en solution diluée des impuretés de métaux de la première série de transition.

Le but de ces mesures est de mettre en évidence la conduction par deux courants d'électrons de spin $\uparrow$ et de spin $\downarrow$, et le type d'effet espéré est le suivant : supposons, par exemple, un alliage tel que la résistivité de l'impureté en solution soit beaucoup plus grande pour les électrons de spin $\downarrow$ ($\rho_{0\downarrow} \gg \rho_{0\uparrow}$) ;

') à basse température, les deux courants sont indépendants, le courant d'électrons de spin $\uparrow$ court-circuite celui d'électrons de spin $\downarrow$, et la résistivité est approximativement $\rho_{0\uparrow}$.

") à température élevée, les résistivités $\rho_{0\uparrow}$ et $\rho_{0\downarrow}$ s'ajoutent à des résistivités $\rho_{\uparrow}(T)$ et $\rho_{\downarrow}(T)$ beaucoup plus importantes, d'autre part les collisions avec spin-flip mélangent les deux courants et la résistivité apparente de l'impureté est une moyenne de $\rho_{0\uparrow}$ et $\rho_{0\downarrow}$.

On prévoit ainsi une augmentation de la résistivité apparente de l'impureté quand la température s'élève, en d'autres termes un écart à la règle d'addition des résistivités d'origine différente ou règle de Matthiessen ⁽⁴⁵⁾⁽⁴⁶⁾.

Dans le paragraphe B, nous présentons les effets - tous du type "écart à la règle de Matthiessen" - prévus par le modèle à deux courants.

Dans les paragraphes suivants nous présentons et analysons les résultats expérimentaux.

B - PREVISIONS DU MODELE A DEUX COURANTS

Le modèle développé au chapitre III, donne pour la résistivité :

$$\rho = \frac{\rho_{\uparrow}\rho_{\downarrow} + \rho_{\uparrow\downarrow}(\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow})}{\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow} + 4\rho_{\uparrow\downarrow}} \quad (\text{IV.1})$$

On veut décrire la résistivité d'un échantillon de nickel ou de fer contenant des impuretés en solution diluée. Les résistivités $\rho_{\uparrow}$ et $\rho_{\downarrow}$ s'obtiennent par addition des résistivités $\rho_{0\uparrow}$, $\rho_{0\downarrow}$ des impuretés et des résistivités $\rho_{\uparrow}(T)$, $\rho_{\downarrow}(T)$ dues aux diffusions par les phonons, les ondes de spin, les collisions électrons ~~phonons~~ ^{- électrons} :

$$\rho_{\uparrow} = \rho_{0\uparrow} + \rho_{\uparrow}(T)$$

$$\rho_{\downarrow} = \rho_{0\downarrow} + \rho_{\downarrow}(T)$$

$$\rho = \frac{[\rho_{0\uparrow} + \rho_{\uparrow}(T)][\rho_{0\downarrow} + \rho_{\downarrow}(T)] + \rho_{\uparrow\downarrow}[\rho_{0\uparrow} + \rho_{\uparrow}(T) + \rho_{0\downarrow} + \rho_{\downarrow}(T)]}{\rho_{0\uparrow} + \rho_{\uparrow}(T) + \rho_{0\downarrow} + \rho_{\downarrow}(T) + 4\rho_{\uparrow\downarrow}} \quad (\text{IV.2})$$

Remarque : Nous admettons la règle de Matthiessen⁽⁴⁵⁾ valide pour chacun des courants, ce qui revient à supposer⁽⁴⁶⁾ que la répartition des temps de relaxation sur la surface de Fermi d'une direction de spin est la même pour tous les centres diffuseurs ; notons que l'on a observé⁽⁴⁹⁾ dans certains métaux des écarts à la règle de Matthiessen résultant de différences de répartition de $\tau(\vec{k})$ pour la diffusion par les impuretés et par les phonons mais ces écarts sont toujours très faibles.

La validité de la règle de Matthiessen pour chacun des courants a été implicitement admise dans les calculs du chapitre III quand on a choisi pour la solution $\Phi_{\vec{k}_i}$ de l'équation de Boltzmann une forme $\eta_i \vec{k}_i \cdot \mathcal{E}$ (III.4) indépendante du centre diffuseur. Notons en passant que la forme de $\Phi_{\vec{k}}$ sur l'ensemble de la surface de Fermi dépend

du centre diffuseur si les valeurs relatives des coefficients η_i en dépendent et que la résistivité totale ne doit pas obéir à une règle de Mathiessen. On peut montrer que l'écart ne peut être que positif.

Appliquons l'expression générale (III.2) de la résistivité dans divers domaines de température.

1°) $T = 0^\circ K$

$$\rho_{\uparrow}(T=0) = \rho_{\downarrow}(T=0) = 0$$

$$\rho_{\uparrow\downarrow}(T=0) = 0 \quad (\text{d'après III.C})$$

$$\rho = \frac{\rho_{O\uparrow} \rho_{O\downarrow}}{\rho_{O\uparrow} + \rho_{O\downarrow}}$$

Pour un seul type A d'impureté en solution, de concentration c_A :

$$\rho_{O\uparrow} = c_A \rho_{A\uparrow}, \quad \rho_{O\downarrow} = c_A \rho_{A\downarrow}$$

$$\rho(c_A) = c_A \frac{\rho_{A\uparrow} \rho_{A\downarrow}}{\rho_{A\uparrow} + \rho_{A\downarrow}}$$

La résistivité résiduelle est proportionnelle à la concentration.

Pour deux types A et B d'impuretés, de concentrations c_A et c_B

$$\rho = \frac{(c_A \rho_{A\uparrow} + c_B \rho_{B\uparrow})(c_A \rho_{A\downarrow} + c_B \rho_{B\downarrow})}{c_A (\rho_{A\uparrow} + \rho_{A\downarrow}) + c_B (\rho_{B\uparrow} + \rho_{B\downarrow})} = \rho(c_A) + \rho(c_B) + \Delta\rho$$

où $\rho(c_A) = c_A \frac{\rho_{A\uparrow} \rho_{A\downarrow}}{\rho_{A\uparrow} + \rho_{A\downarrow}}$ est la résistivité de l'impureté A seule

$$\rho(c_B) = c_B \frac{\rho_{B\uparrow} \rho_{B\downarrow}}{\rho_{B\uparrow} + \rho_{B\downarrow}} \text{ est la résistivité de l'impureté B seule}$$

$$(IV.3) \Delta\rho = \frac{(\alpha_A - \alpha_B)^2 \rho(c_A) \rho(c_B)}{(1+\alpha_A)^2 \alpha_B \rho(c_A) + (1+\alpha_B)^2 \alpha_A \rho(c_B)} \text{ est l'écart à la loi de Matthiessen}$$

$$\alpha_A = \frac{\rho_{A\downarrow}}{\rho_{A\uparrow}}, \quad \alpha_B = \frac{\rho_{B\downarrow}}{\rho_{B\uparrow}}$$

L'écart à la loi de Matthiessen est d'autant plus grand que α_A est différent de α_B . il dépend aussi de la concentration relative des impuretés A et B.

Si nous appelons $C_B = \frac{\rho(c_B)}{\rho(c_A) + \rho(c_B)}$, l'expression (IV.4) devient :

$$\frac{\Delta\rho}{\rho(c_A) + \rho(c_B)} = \frac{(\alpha_A - \alpha_B)^2 C_B (1 - C_B)}{(1 + \alpha_A)^2 \alpha_B (1 - C_B) + (1 + \alpha_B)^2 \alpha_A C_B} \quad (IV.5)$$

La figure (IV.1) montre la variation de $\frac{\Delta\rho}{\rho(c_A) + \rho(c_B)}$ en fonction de C_B prévue pour quelques couples de valeurs α_A et α_B .

La mesure des résistivités résiduelles d'alliages ternaires a été une de nos méthodes de détermination des rapports α des impuretés.

2°) Basse température

Nous supposons la température suffisamment basse pour que : $\rho_{0\uparrow}, \rho_{0\downarrow} \gg \rho_{\uparrow}(T), \rho_{\downarrow}(T), \rho_{\uparrow\downarrow}$. Cette condition est vérifiée si $T \lesssim 40^\circ K$ pour la plupart des alliages étudiés, si $T \lesssim 10^\circ K$ pour les métaux purs étudiés.

Nous développons l'expression (IV.2) de la résistivité au premier ordre en $\rho_{\uparrow}(T), \rho_{\downarrow}(T), \rho_{\uparrow\downarrow}$:

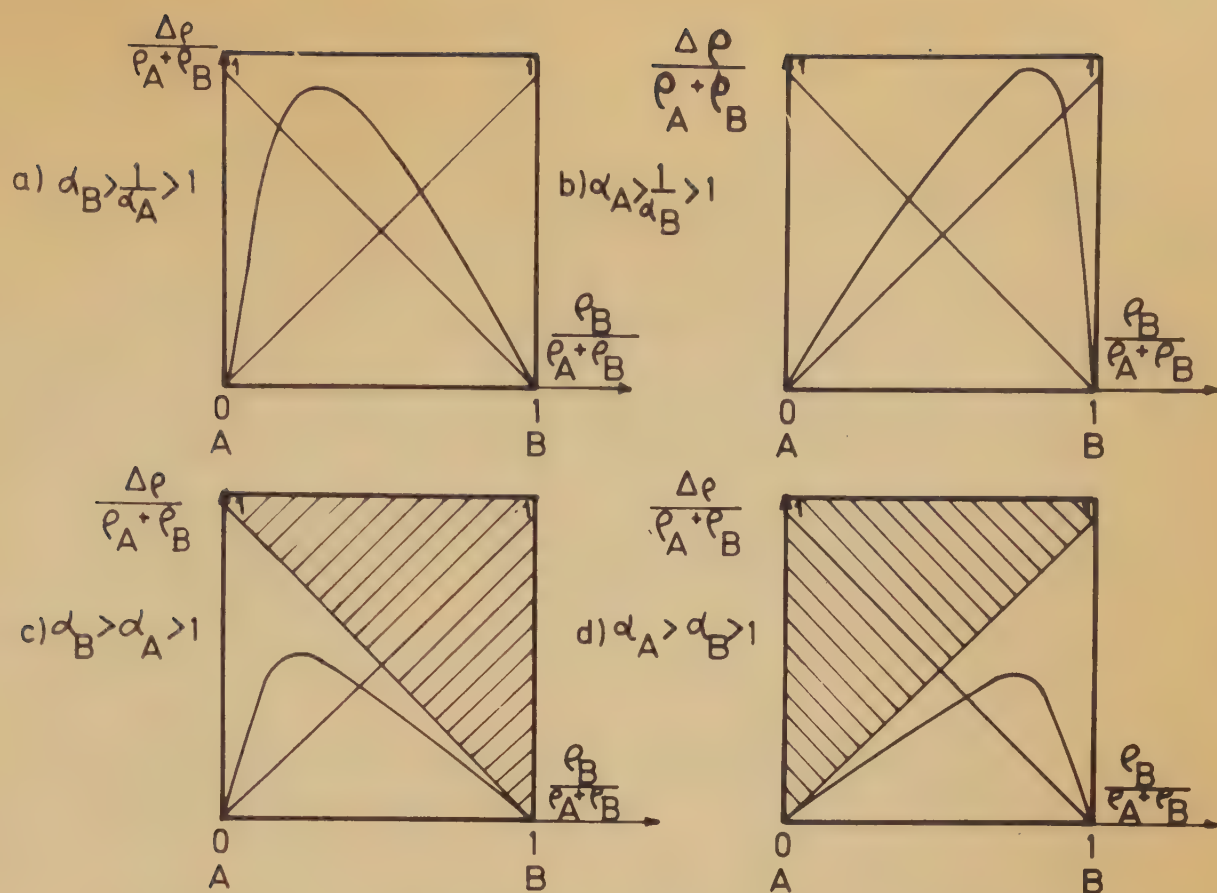


Figure III.1 - Ecart à la règle de Matthiessen pour la résistivité résiduelle d'un alliage ternaire M A B en fonction des concentrations relatives de A et B pour quelques couples de valeurs de α_A et α_B (schématisé)

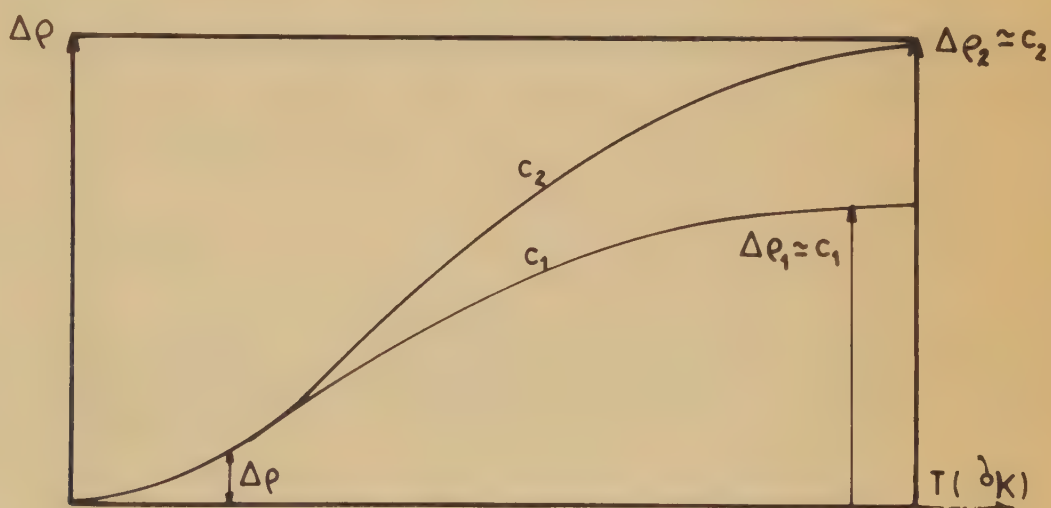


Figure III.2 - Variation avec la température de l'écart à la loi de Matthiessen pour la résistivité d'échantillons contenant la même impureté à des concentrations différentes.

$$\rho = \frac{\rho_{O\uparrow} \rho_{O\downarrow}}{\rho_{O\uparrow} + \rho_{O\downarrow}} + \left[1 + \frac{(\alpha - \mu)^2}{(1 + \alpha)^2 \mu} \right] \frac{\rho_{\uparrow}(T) \rho_{\downarrow}(T)}{\rho_{\uparrow}(T) + \rho_{\downarrow}(T)} + \left(\frac{\alpha - 1}{\alpha + 1} \right)^2 \rho_{\uparrow\downarrow} \quad (\text{IV.6})$$

où $\alpha = \rho_{O\uparrow} / \rho_{O\downarrow}$ - α est caractéristique de l'impureté en solution

$\mu = \rho_{\downarrow}(T) / \rho_{\uparrow}(T)$ - μ est caractéristique de la matrice ; μ sera supposé constant dans le domaine de température étudié,

$$\frac{\rho_{\uparrow}(T) \rho_{\downarrow}(T)}{\rho_{\uparrow}(T) + \rho_{\downarrow}(T)} = \rho_i \quad - \rho_i \text{ peut être relié à la résistivité } \rho_M$$

du métal pur (voir Appendice C).

$$\frac{\rho_{O\uparrow} \rho_{O\downarrow}}{\rho_{O\uparrow} + \rho_{O\downarrow}} = \rho_O \quad - \rho_O \text{ est simplement la résistivité rési-}$$

duelle de l'alliage.

Pour un type d'impureté donné, $\rho - \rho_O$ ne dépend pas de la concentration en impureté.

Par ailleurs on note que $\rho - \rho_O$ est la somme d'un terme

$\left[1 + \frac{(\alpha - \mu)^2}{(1 + \alpha)^2 \mu} \right] \rho_i$ qui varie avec la température comme $\rho_{\uparrow}(T)$ ou $\rho_{\downarrow}(T) = \mu \rho_{\uparrow}(T)$ et est d'autant plus grand que α est différent de μ , et d'un terme $\left(\frac{\alpha - 1}{\alpha + 1} \right)^2 \rho_{\uparrow\downarrow}$, d'autant plus grand que α est différent de 1.

3°) Température élevée

Pour les alliages suffisamment dilués, la résistivité de la matrice est beaucoup plus importante que celle des impuretés à la température ambiante :

$$\rho_{\uparrow}(T), \rho_{\downarrow}(T) \gg \rho_{O\uparrow}, \rho_{O\downarrow}$$

et sans doute $\rho_{\uparrow\downarrow}(T) \gg \rho_{O\uparrow}, \rho_{O\downarrow}$

Deux cas extrêmes peuvent se présenter :

$$a) \underline{\rho_{\uparrow\downarrow}(T) \gg \rho_{\uparrow}(T), \rho_{\downarrow}(T) \gg \rho_{o\uparrow}, \rho_{o\downarrow}}$$

L'expression (IV.2) devient :

$$\rho = \frac{\rho_{\uparrow}(T) + \rho_{\downarrow}(T)}{4} + \frac{\rho_{o\uparrow} + \rho_{o\downarrow}}{4}$$

soit

$$\rho = \rho_M + \rho_o \left[1 + \frac{(\alpha-1)^2}{4\alpha} \right]$$

où

$$\rho_M = \frac{\rho_{\uparrow}(T) + \rho_{\downarrow}(T)}{4} \quad \text{est la résistivité de la matrice}$$

et

$$\rho_o = \frac{\rho_{o\uparrow} \rho_{o\downarrow}}{\rho_{o\uparrow} + \rho_{o\downarrow}} \quad \text{est la résistivité résiduelle de l'impureté}$$

L'écart à la loi de Matthiessen s'écrit :

$$\Delta\rho = \rho - \rho_o - \rho_M = \frac{(\alpha-1)^2}{4\alpha} \rho_o \quad (\text{IV.7})$$

$$b) \underline{\rho_{\uparrow}(T), \rho_{\downarrow}(T) \gg \rho_{\uparrow\downarrow}(T), \rho_{o\uparrow}, \rho_{o\downarrow}}$$

On trouve pour l'écart à la loi de Matthiessen :

$$\Delta\rho = \rho - \rho_o - \rho_M = \frac{(\alpha-\mu)^2}{(1+\mu)^2\alpha} \rho_o \quad (\text{IV.8})$$

où

$$\mu = \frac{\rho_{\downarrow}(T)}{\rho_{\uparrow}(T)}$$

Dans le cas où $\rho_{\uparrow\downarrow}(T)$, $\rho_{\uparrow}(T)$, $\rho_{\downarrow}(T)$ sont du même ordre de grandeur, la valeur de l'écart à la loi de Matthiessen est intermédiaire entre les valeurs données par (IV.7) et (IV.8).

Dans tous les cas, on prévoit, pour un type d'impureté donné, un écart à la loi de Matthiessen proportionnel à la résistivité résiduelle, c'est à dire à la concentration de l'impureté.

L'écart ne doit dépendre de la température que si l'importance relative de $\rho_{\uparrow}(T)$, $\rho_{\downarrow}(T)$ d'une part et de $\rho_{\uparrow\downarrow}(T)$ d'autre part change avec la température.

Le modèle à deux courants prévoit donc un écart à la loi de Matthiessen qui dépend du rapport $\alpha = \rho_{\circ\downarrow}/\rho_{\circ\uparrow}$ associé à l'impureté en solution.

Pour un type donné d'impureté, l'allure prévue pour la variation de l'écart $\Delta\rho$ en fonction de la température pour des alliages de concentrations différentes est caractéristique et représentée schématiquement sur la figure (IV.2).

à basse température, $\Delta\rho$ devrait être indépendant de la concentration en impureté

à température élevée, $\Delta\rho$ devrait être proportionnel à la concentration et, sans doute, varier faiblement avec la température.

Nous montrons dans les paragraphes suivants l'accord des résultats expérimentaux avec les prévisions du modèle.

C - RESISTIVITES RESIDUELLES D'ALLIAGES TERNAIRES DILUES

Nous avons mesuré principalement la résistivité résiduelle d'alliages ternaires dilués à base de nickel : NiCoV , NiFeV , NiCrMn , NiCrTi (concentrations déterminées par plusieurs méthodes d'analyses).

Les résultats sont présentés sur les figures (IV.3), (IV.4), (IV.5), (IV.6) où, pour un couple donné d'impuretés A et B, nous avons porté les valeurs expérimentales de l'écart à la loi de Matthiessen ($\Delta\rho = \rho(c_A, c_B) - \rho(c_A) - \rho(c_B)$) en fonction de

$$C_B = \frac{\rho(c_B)}{\rho(c_A) + \rho(c_B)}$$

Les résultats sont interprétés à l'aide de l'expression (IV.5) :

$$\frac{\Delta\rho}{\rho(c_A) + \rho(c_B)} = \frac{(\alpha_A - \alpha_B)^2 C_B (1 - C_B)}{(1 + \alpha_A)^2 \alpha_B (1 - C_B) + (1 + \alpha_B)^2 \alpha_A C_B}$$

Nous avons déterminé les valeurs de α_A et α_B pour lesquelles l'accord est optimum entre les valeurs expérimentales de $\Delta\rho$ et les valeurs calculées (courbes en trait plein sur les figures (IV.3), (IV.4), (IV.5), (IV.6)).

Les valeurs de α et les valeurs correspondantes de $\rho_{O\uparrow}$ et $\rho_{O\downarrow}$ pour les impuretés étudiées sont portées dans le tableau suivant :

Impureté	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co
α	2,4	0,65	0,45	15	20	30
$\rho_{O\uparrow} (\mu.\Omega.cm/\%)$	4,1	11,4	16,1	0,65	0,37	0,15
$\rho_{O\downarrow} (\mu.\Omega.cm/\%)$	10	7,4	7,2	9,8	7,4	4,6

Tableau (IV.1) : valeurs de α , $\rho_{O\uparrow}$, $\rho_{O\downarrow}$ déduites des mesures de résistivités résiduelles d'alliages ternaires. Les valeurs de α sont déterminées à 15 % près, la valeur de α pour Ti est plus imprécise.

Figure IV.3 - Ecart à la règle de Matthiessen pour les résistivités résiduelles d'alliages Ni Co V

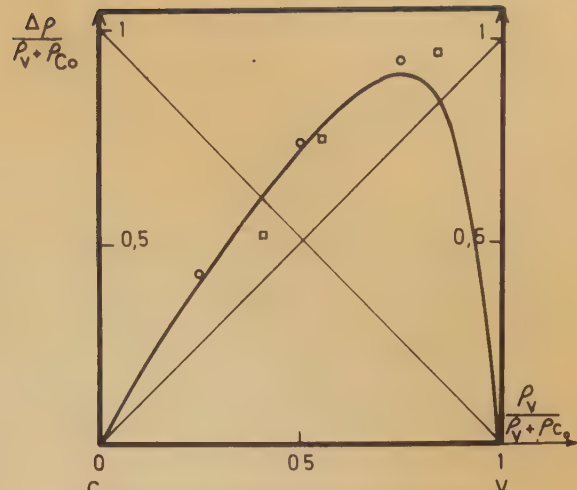


Figure IV.4 - Ecart à la règle de Matthiessen pour les résistivités résiduelles d'alliages Ni Fe V

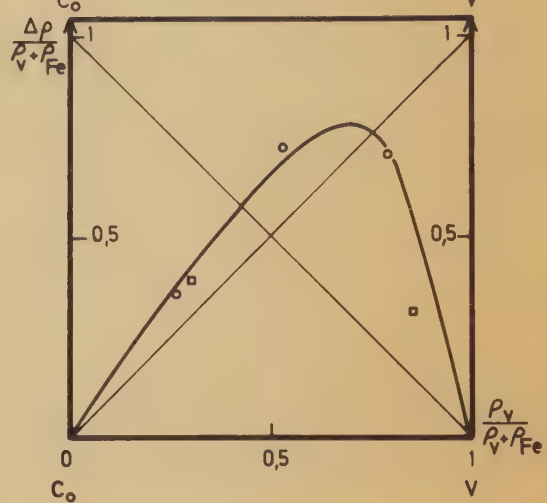


Figure IV.5 - Ecart à la règle de Matthiessen pour les résistivités résiduelles d'alliages Ni Cr Mn

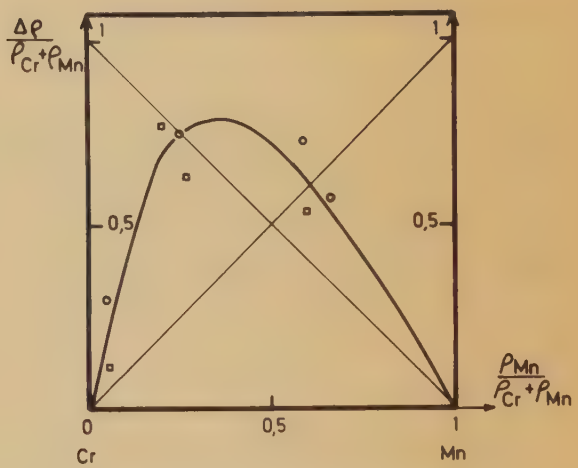
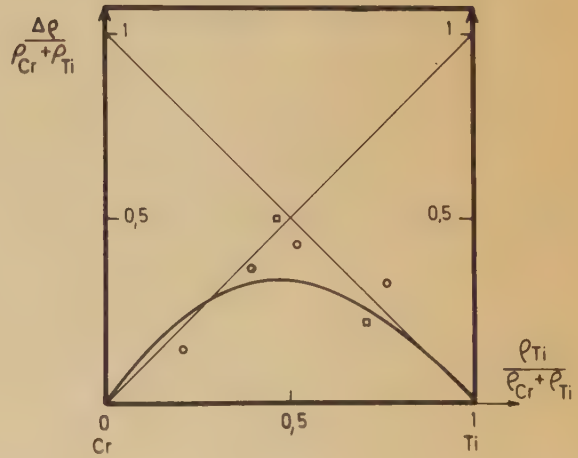


Figure IV.6 - Ecart à la règle de Matthiessen pour les résistivités résiduelles d'alliages Ni Cr Ti



Remarque : Les divers symboles distinguent les valeurs expérimentales de $\frac{\Delta \rho}{\rho_A + \rho_B}$ déduites de différents types d'analyse des échantillons. Les courbes en trait plein représentent l'écart prévu par la formule (IV.5) et les valeurs de α du tableau (IV.1).

Remarques.

1°) La méthode utilisée laisse le choix entre le système de valeurs α_{Ti} , α_V , α_{Cr} , α_{Mn} , α_{Fe} , α_{Co} du tableau (IV.1) et le système de valeurs $1/\alpha_{Ti}$, $1/\alpha_V$, $1/\alpha_{Cr}$, $1/\alpha_{Mn}$, $1/\alpha_{Fe}$, $1/\alpha_{Co}$. Seul le premier système de valeurs est compatible avec la structure électronique des impuretés.

2°) A température T élevée ($\rho_{A\uparrow}$, $\rho_{A\downarrow}$, $\rho_{B\uparrow}$, $\rho_{B\downarrow} \ll \rho_{\uparrow}(T)$, $\rho_{\downarrow}(T)$, $\rho_{\uparrow\downarrow}$) la résistivité de l'alliage ternaire Ni A B se calcule en développant l'expression générale (IV.1) de la résistivité au premier ordre en $\rho_{A\uparrow}$, $\rho_{A\downarrow}$, $\rho_{B\uparrow}$, $\rho_{B\downarrow}$:

$$\rho_{A+B}^{(T)} = \rho_M(T) + \rho_A' + \rho_B'$$

où $\rho_A' = \rho_A + \Delta\rho_A$ est la résistivité apparente à la température T de l'impureté A seule

$\rho_B' = \rho_B + \Delta\rho_B$ est la résistivité apparente à la température T de l'impureté B seule.

Nous avons vérifié qu'à température élevée ($T \approx 300^\circ K$) les résistivités apparentes des impuretés s'ajoutent. Ce résultat élimine la possibilité d'interactions entre les impuretés A et B qui auraient pu également expliquer l'écart à la règle de Matthiessen à basse température.

Nous avons mesuré également la résistivité résiduelle de quelques alliages ternaires à base de fer (2 alliages $FeCrNi$ et 2 $FeMnCr$) ; malheureusement les divergences entre les diverses analyses de la concentration en Cr, Mn ou Ni sont trop importantes pour permettre une analyse quantitative des résultats. Toutefois, il apparaît que α_{Ni} d'une part, α_{Cr} et α_{Mn} d'autre part, sont certainement situés de part et d'autre de l'unité.

Figure IV.7 - Variation avec T de l'écart à la règle de Matthiessen pour 2 alliages Ni Cr à 0,06 et 0,14% de Cr ($\Delta\rho = \rho - \rho_0 - \rho_{\text{Ni pur}}$)

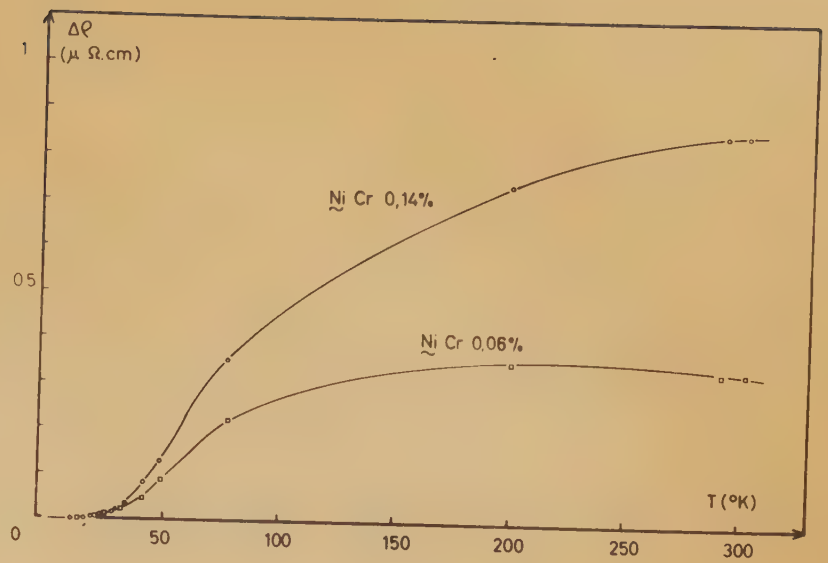


Figure IV.8 - Variation avec T de l'écart à la règle de Matthiessen pour 2 alliages Ni Mn à 0,4 et 1,2% de Mn ($\Delta\rho = \rho - \rho_0 - \rho_{\text{Ni pur}}$)

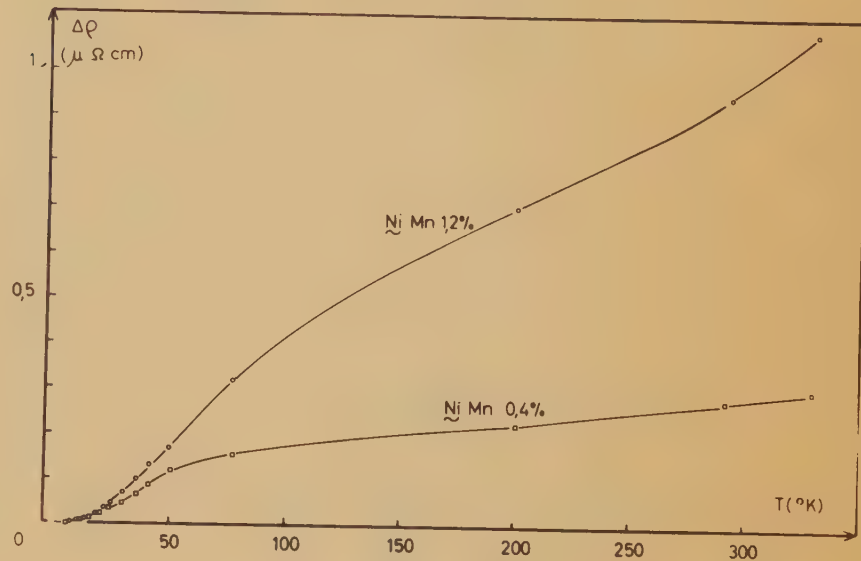
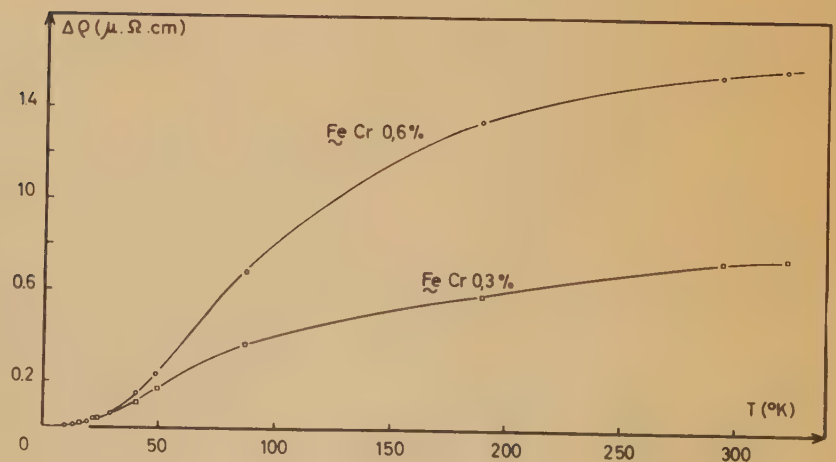
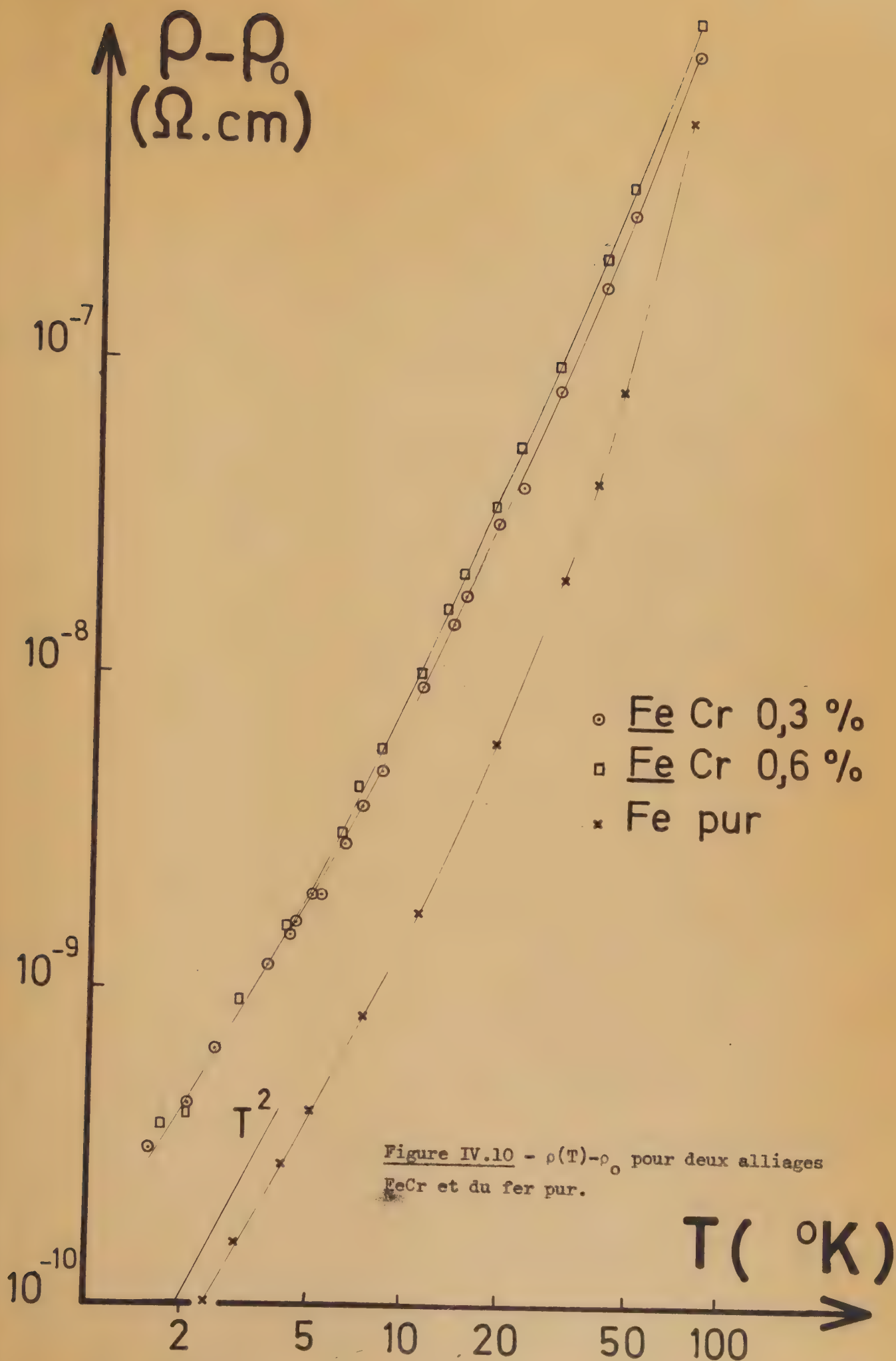


Figure IV.9 - Variation avec T de l'écart à la règle de Matthiessen pour 2 alliages Fe Cr à 0,3 et 0,6% de Cr ($\Delta\rho = \rho - \rho_0 - \rho_{\text{Fe pur}}$)





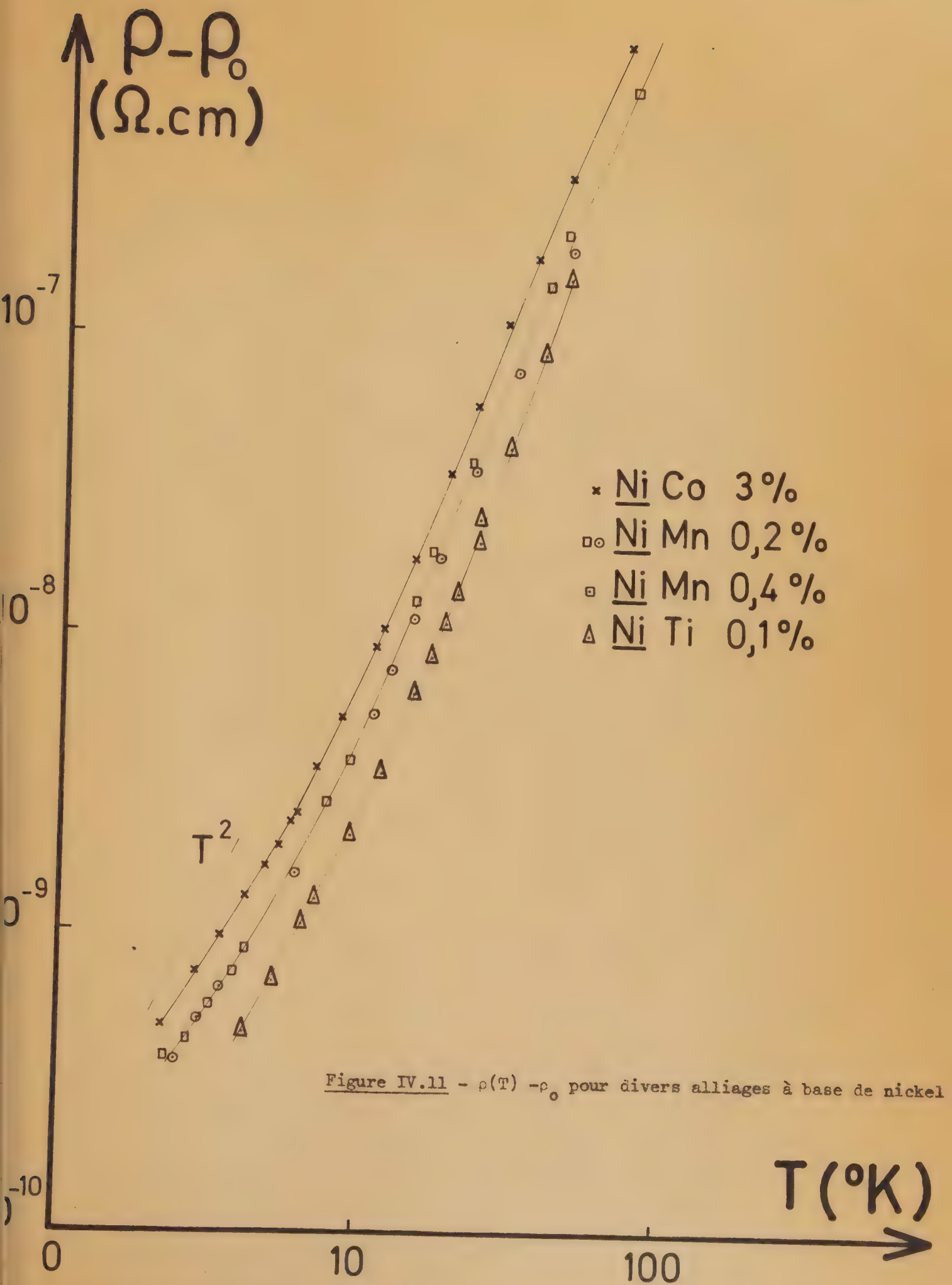


Figure IV.11 - $\rho(T) - \rho_0$ pour divers alliages à base de nickel

la concentration est suffisamment grande pour que la structure du métal soit sensiblement modifiée. Pour chaque type d'impureté, nous indiquons les limites du domaine de concentration où $\rho(T) - \rho_0$ est approximativement constant :

Ti, V	0,02 %	< c < ?
Cr	0,02 %	< c < 1 %
Mn	0,1 %	< c < 1,5 %
Co, Fe	0,1 %	< c < 3 % ou plus

En fait, même dans ces domaines de concentration $\rho(T) - \rho_0$ dépend toujours un peu de la concentration en impureté : par exemple, pour NiFe , $\rho(T) - \rho_0$ varie de 20 % quand c_{Fe} varie de 0,1 % à 3 %.

Le fait que $\rho(T) - \rho_0$ dépende très faiblement de la concentration de l'impureté en solution et seulement du type de l'impureté est un bon argument pour notre modèle ; en effet d'autres mécanismes, comme la modification du spectre de phonons ou de la structure de bande pour l'addition d'impuretés, peuvent être à l'origine d'écarts à la loi de Matthiessen mais donnent des effets qui dépendent fortement de la concentration en impureté.

E - ANALYSE DE LA VARIATION AVEC LA TEMPERATURE DE LA RESISTIVITE D'ALLIAGES A BASE DE NICKEL

1°) Analyse des résultats à basse température

a) A température suffisamment basse pour que la résistivité de la matrice soit beaucoup plus faible que la résistivité des impuretés, le modèle à deux courants prévoit :

$$\rho(T) - \rho_0 = \left[1 + \frac{(\alpha - \mu)^2}{(1 + \alpha)^2 \mu} \right] \rho_i + \left(\frac{\alpha - 1}{\alpha \mu} \right)^2 \rho_{\uparrow\downarrow}(T) \quad (\text{IV.6})$$

où $\alpha = \frac{\rho_{0\downarrow}}{\rho_{0\uparrow}}$, $\rho_i = \frac{\rho_{\uparrow}(T)\rho_{\downarrow}(T)}{\rho_{\uparrow}(T)\rho_{\downarrow}(T)}$, $\mu = \frac{\rho_{\downarrow}(T)}{\rho_{\uparrow}(T)}$.

Remarque : ρ_i est peu différent de la résistivité du nickel pur ; nous montrons dans l'appendice C comment évaluer ρ_i en corrigeant en particulier la résistivité du nickel pur de l'effet de l'induction magnétique interne B_i , cet effet est important pour la résistivité du métal pur (B_i/ρ grand) et négligeable pour la résistivité des alliages étudiés (B_i/ρ petit).

b) Résultats expérimentaux

La figure (IV.11) montre les valeurs expérimentales de $\rho(T) - \rho_0$ pour NiCo , NiMn , NiV .

Les figures (IV.12) et (IV.13) montrent la variation avec T de $\frac{\rho_i}{T^2}$ et $\frac{\Delta\rho(T)}{T^2}$ pour NiCo , NiMn , NiFe , NiCr et NiV ($\Delta\rho(T) = \rho(T) - \rho_0 - \rho_i$).

c) Interprétation

Les fortes valeurs de $\rho(T) - \rho_0$ ou de $\Delta\rho(T)$ pour les impuretés Co, Fe, Mn, de rapport $\alpha = \rho_{0\downarrow}/\rho_{0\uparrow}$ grand ($\alpha_{\text{Co}} \approx 30$, $\alpha_{\text{Fe}} \approx 20$, $\alpha_{\text{Mn}} \approx 15$) résultent des fortes valeurs du terme $\left(\frac{\alpha - 1}{\alpha + 1} \right)^2 \rho_{\uparrow\downarrow}$ de IV.6.

Figure IV.12 - $\frac{\Delta\rho}{T^2}$ pour 2 alliages
 $\tilde{\text{Ni Co}}$ et $\tilde{\text{Ni Mn}}$ comparé à $\frac{\rho_i}{T^2}$

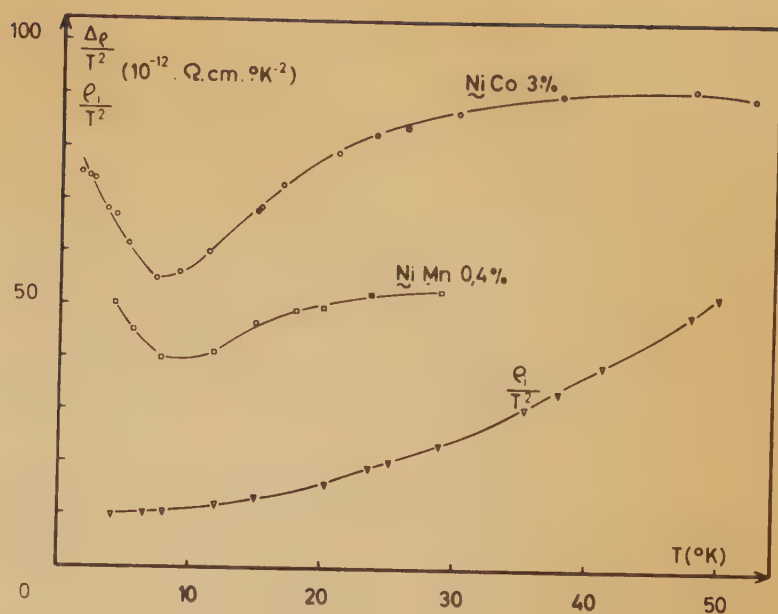
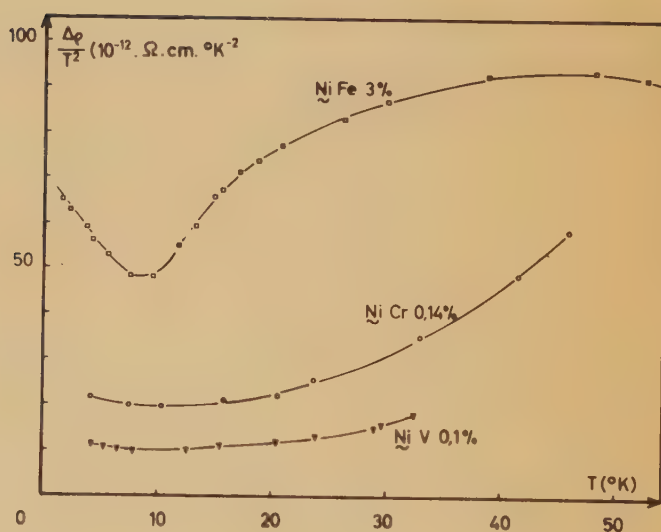


Figure IV.13 - $\frac{\Delta\rho}{T^2}$ pour quelques
 alliages à base de nickel.



Pour les impuretés Cr, V, Ti, de rapport α voisin de 1 ($\alpha_{Cr} \approx 0,45$, $\alpha_V \approx 0,65$, $\alpha_{Ti} \approx 2,4$), les valeurs de $\rho(T) - \rho_0$ ou de $\Delta\rho(T)$ sont nettement plus faibles car le coefficient $(\frac{\alpha-1}{\alpha+1})^2$ est petit.

Toutefois, une analyse plus précise montre que les valeurs de $\Delta\rho(T)$ pour $NiCr$, NiV ($\alpha < 1$), sont anormalement grandes par rapport à celles pour $NiTi$, $NiMn$, $NiFe$, $NiCo$ ($\alpha > 1$) : une valeur de μ supérieure à 1 donne des valeurs élevées au terme $\frac{(\alpha-\mu)^2}{(1+\alpha)^2} \rho_i$ pour $\alpha < 1$ et permet d'expliquer les résultats.

Une évidence plus nette de la validité de cette analyse résulte de la variation de $\frac{\Delta\rho(T)}{T^2}$ en fonction de T : pour $NiCr$ et NiV , $\frac{\Delta\rho(T)}{T^2}$ varie approximativement comme ρ_i/T^2 (figure IV.12,13), ce qui confirme l'importance du terme en ρ_i pour ce type d'alliage ; pour $NiCo$, $NiFe$, $NiMn$, la variation de $\frac{\Delta\rho(T)}{T^2}$ avec T est différente (figure I 12.13) et est supposée être celle de $\frac{\rho_{\uparrow\downarrow}(T)}{T^2}$.

L'analyse quantitative des mesures confirme que les résultats s'interprètent bien à l'aide de la formule (IV.6), des valeurs de α déduites des mesures sur les alliages ternaires* et de fonctions $\rho_i(T)$ et $\rho_{\uparrow\downarrow}(T)$ indépendantes du type de l'impureté.

La fonction $\rho_{\uparrow\downarrow}(T)$ est déduite des mesures sur les alliages $NiCo$ et $NiFe$

$$\left(\frac{\alpha-1}{\alpha+1}\right)^2 \rho_{\uparrow\downarrow}(T) = \rho(T) - \rho_0 - \rho_i(T) \left[1 + \frac{(\alpha-\mu)^2}{(1+\mu)^2 \alpha} \right]$$

$$\text{soit } 0,88 \rho_{\uparrow\downarrow}(T) = \rho(T) - \rho_0 - 1,41 \rho_i(T) \text{ pour } NiCo$$

$$0,82 \rho_{\uparrow\downarrow}(T) = \rho(T) - \rho_0 - 1,37 \rho_i(T) \text{ pour } NiFe.$$

* en fait les valeurs de α ont souvent été déterminées d'abord par les mesures de $\rho(T)$ et confirmées par les mesures sur les alliages ternaires.

Comme $\rho_{\uparrow\downarrow}$ est environ 10 fois plus grand que ρ_i , une erreur sur ρ_i n'affecte pas gravement le calcul de $\rho_{\uparrow\downarrow}$. Les fonctions $\rho_{\uparrow\downarrow}(T)$ déduites des mesures sur NiCo et NiFe sont représentées sur la figure (V.14).

Les résultats des mesures sur NiCr et NiV permettent de déterminer μ . Si on prend pour $\rho_i(T)$ la valeur déduite de la résistivité du nickel pur (voir Appendice C), la valeur $\mu = 3,6$ donne un assez bon accord avec l'expérience (figure IV.15). Toutefois l'accord est meilleur si on prend $\rho_i(T) = 12 \cdot 10^{-12} T^2 + 1,7 \cdot 10^{-14} T^4 \text{ } \Omega \cdot \text{cm}$, μ égal à 3 à très basse température et augmentant légèrement avec T .

Remarque : Nécessité d'un terme $\rho_{\uparrow\downarrow}$

Il est impossible d'interpréter les résultats sans terme de mélange $\rho_{\uparrow\downarrow}$, c'est à dire d'attribuer les écarts à la règle de Matthiessen uniquement au terme $\frac{(\alpha-\mu)^2}{(1+\alpha)^2 \mu} \rho_i$ de l'expression (IV.6).

Il est en effet facile de voir que, pour expliquer les très fortes valeurs de $\rho(T) - \rho_0$ pour NiCo , μ devrait être très inférieur à 1 et pour expliquer les fortes valeurs de $\rho(T) - \rho_0$ pour NiCr très supérieur à 1.

2°) Analyse des résultats à température élevée

A température suffisamment élevée pour que la résistivité des impuretés soit très faible devant celle de la matrice, on prévoit (paragraphe IV.B), formules (IV.7) et (IV.8)) une augmentation apparente de la résistivité des impuretés :

$$a) \frac{\Delta \rho}{\rho_0} = \frac{(\alpha-1)^2}{4\alpha} \quad \text{si} \quad \rho_{\uparrow\downarrow}(T) \gg \rho_{\uparrow}(T), \rho_{\downarrow}(T)$$

$$b) \frac{\Delta \rho}{\rho} = \frac{(\alpha-\mu)^2}{(1+\mu)^2 \alpha} \quad \text{si} \quad \rho_{\uparrow}(T), \rho_{\downarrow}(T) \gg \rho_{\uparrow\downarrow}(T).$$

Figure IV.14 - Valeurs expérimentales de $\rho_{\uparrow\downarrow}/T^2$ pour le nickel (déduites des mesures sur Ni Co et Ni Fe)

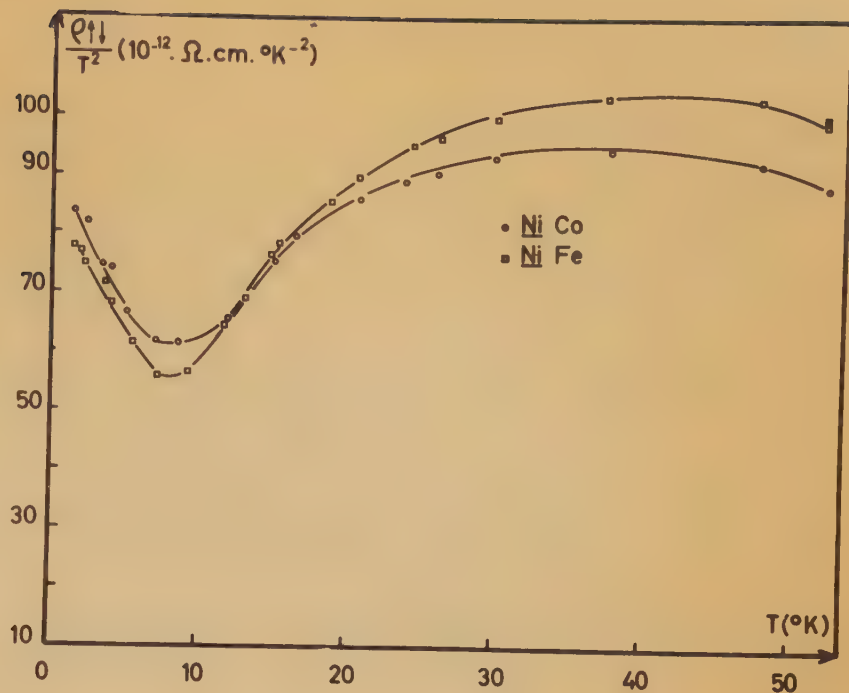
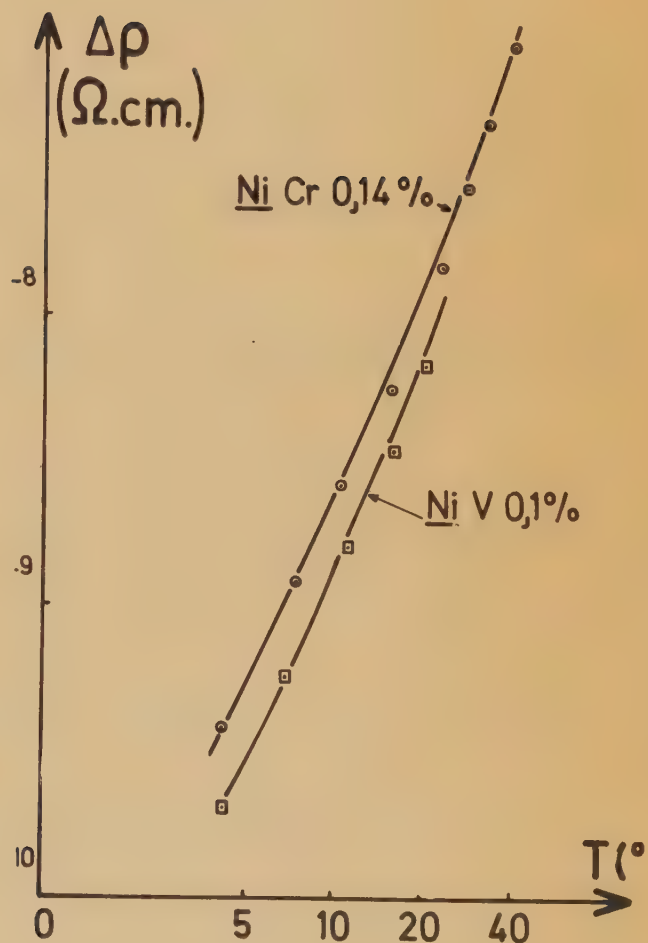


Figure IV.15 - Comparaison des valeurs de $\Delta\rho(T)$ calculées (courbes en trait plein) et expérimentales pour Ni Cr à 0,14% de Cr et Ni V à 0,1% de V.



Certains de nos alliages ont une concentration en impuretés suffisamment faible pour que les expressions précédentes soient applicables à 300°K et il apparaît que les valeurs expérimentales de $\frac{\Delta\rho}{\rho_0}$ sont intermédiaires entre les valeurs prévues par les 2 expressions.

Exemple :

$$\text{NiCr } 0,14\% (\alpha \approx 0,45) : \left(\frac{\Delta\rho}{\rho_0}\right)_{\text{exp.}}^{300^\circ\text{K}} \approx 100\%, \quad \frac{(\alpha-\mu)^2}{(1+\mu)^2\alpha} = 112\%, \quad \frac{(\alpha-1)^2}{4\alpha} = 14\%$$

$$\text{NiMn } 0,4\% (\alpha \approx 15) : \left(\frac{\Delta\rho}{\rho_0}\right)_{\text{exp.}}^{300^\circ\text{K}} \approx 150\%, \quad \frac{(\alpha-\mu)^2}{(1+\mu)^2\alpha} = 32\%, \quad \frac{(\alpha-1)^2}{4\alpha} = 326\%$$

On en déduit que $\rho_{\uparrow\downarrow}(T)$, $\rho_{\uparrow}(T)$, $\rho_{\downarrow}(T)$ sont du même ordre de grandeur à 300°K ; par ailleurs, si on considère la variation de $\Delta\rho$ avec la température sur les figures (IV.7) et (IV.8), il apparaît que $\Delta\rho$ augmente avec T pour NiMn et commence à diminuer vers 300°K pour NiCr 0,14 % : l'évolution se fait donc pour les 2 alliages dans le sens de l'expression b) vers l'expression a) et traduit le fait que $\rho_{\uparrow\downarrow}(T)$ est en train de "dépasser" $\rho_{\uparrow}(T)$ et $\rho_{\downarrow}(T)$.

Pour la plupart des alliages étudiés, les résistivités résiduelles ne sont pas beaucoup plus faibles que la résistivité de la matrice à 300°K et les résultats peuvent seulement être analysés à l'aide de la formule générale :

$$\rho = \frac{[\rho_{\text{O}\uparrow} + \rho_{\uparrow}(T)][\rho_{\text{O}\downarrow} + \rho_{\downarrow}(T)] + \rho_{\uparrow\downarrow}(T)[\rho_{\text{O}\uparrow} + \rho_{\uparrow}(T) + \rho_{\text{O}\downarrow} + \rho_{\downarrow}(T)]}{\rho_{\text{O}\uparrow} + \rho_{\uparrow}(T) + \rho_{\text{O}\downarrow} + \rho_{\downarrow}(T) + 4\rho_{\uparrow\downarrow}(T)}$$

Nous avons déterminé à l'aide d'un calculateur quelles valeurs de $\rho_{\uparrow\downarrow}(T)$ et μ donnaient l'accord optimum avec les résultats expérimentaux à 77°K, 200°K et 300°K ; les valeurs de $\rho_{\uparrow}(T)$ et $\rho_{\downarrow}(T)$ sont déduites de la résistivité du métal pur

$$(\rho_M = \frac{\rho_{\uparrow}(T)\rho_{\downarrow}(T) + \rho_{\uparrow\downarrow}(T)[\rho_{\uparrow}(T) + \rho_{\downarrow}(T)]}{\rho_{\uparrow}(T) + \rho_{\downarrow}(T) + 4\rho_{\uparrow\downarrow}(T)}, \quad \frac{\rho_{\downarrow}(T)}{\rho_{\uparrow}(T)} = \mu) ; \text{ on prend les}$$

valeurs de α déduites des mesures à basse température sauf pour

l'impureté Cr : la valeur $\alpha_{Cr} = 0,33$ a permis en effet un meilleur accord que la valeur $\alpha_{Cr} = 0,45$.

La détermination de $\rho_{\uparrow\downarrow}(T)$ et de μ par cette méthode n'est malheureusement pas très précise, une variation de μ pouvant rattrapper une variation de $\rho_{\uparrow\downarrow}$; les valeurs les plus probables sont :

à 77°K,	$\rho_{\uparrow\downarrow} = 0,9 \pm 0,3 \mu.\Omega.cm$	et $\mu = 5 \pm 1$
à 200°K,	$\rho_{\uparrow\downarrow} = 5 \pm 2 \mu.\Omega.cm$	et $\mu = 5 \pm 2$
à 300°K,	$\rho_{\uparrow\downarrow} = 11 \pm 4 \mu.\Omega.cm$	et $\mu = 4 \pm 2$

Nous donnons dans les tableaux suivants les valeurs expérimentales et calculées de $\frac{\Delta\rho}{\rho_0}$ à 77°K, 200°K et 300°K pour quelques alliages ainsi que les valeurs de $\rho_{\uparrow\downarrow}(T)$, μ , $\rho_{\uparrow}(T)$, $\rho_{\downarrow}(T)$ aux mêmes températures.

Alliage	ρ_0 ($\mu.\Omega.cm$)	77°K		200°K		300°K	
		$(\frac{\Delta\rho}{\rho_0})_{cal.}$	$(\frac{\Delta\rho}{\rho_0})_{exp.}$	$(\frac{\Delta\rho}{\rho_0})_{cal.}$	$(\frac{\Delta\rho}{\rho_0})_{exp.}$	$(\frac{\Delta\rho}{\rho_0})_{cal.}$	$(\frac{\Delta\rho}{\rho_0})_{exp.}$
NiCo 3%	0,44	102%	100%	227%	243%	311%	338%
NiFe 2%	1,04	44%	44%	119%	125%	177%	170%
NiMn 2%	1,51	43,6%	43,6%	80%	78%	122%	166%
NiMn 0,8%	0,63	54%	51%			124%	149%
NiCr 0,9%	4,70	14%	13,8%	44%	46%	58%	60%
NiCr 0,14%	0,73	42%	45 à 49%	50%	75 à 105%	75%	80 à 115%

Tableau IV.2 : comparaison des valeurs expérimentales et calculées de $\Delta\rho/\rho_0$ à température élevée. $\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{\rho - \rho_0 - \rho_M}{\rho_0}$.

T	77°K	200°K	300°K
$\rho_{\uparrow\downarrow}(T)$	$0,9 \pm 0,3 \mu.\Omega.cm$	$5 \pm 2 \mu.\Omega.cm$	$11 \pm 4 \mu.\Omega.cm$
μ	5 ± 1	5 ± 2	4 ± 2
$\rho_{\uparrow}(T)$	$\approx 0,38 \mu.\Omega.cm$	$\approx 3 \mu.\Omega.cm$	$\approx 6,7 \mu.\Omega.cm$
$\rho_{\downarrow}(T)$	$\approx 1,9 \mu.\Omega.cm$	$\approx 15 \mu.\Omega.cm$	$\approx 26,8 \mu.\Omega.cm$

Tableau IV.3 : valeurs de $\rho_{\uparrow\downarrow}(T)$, μ , $\rho_{\uparrow}(T)$, $\rho_{\downarrow}(T)$ à 77, 200 et 300°K.

Les résultats déduits des mesures à température élevée sont moins précis que ceux déduits des mesures à basse température ; l'analyse de ces dernières permettait en effet une détermination indépendante des divers paramètres (α déduit des résistivités d'alliages ternaires, $\rho_{\uparrow\downarrow}$ des mesures sur $NiCo$, $NiFe$, $NiMn$, μ déduit des mesures sur $NiCr$, NiV). Nous adopterons les valeurs des coefficients α déduits des mesures à basse température.

Par ailleurs, nous verrons au chapitre VII que les mesures de l'anisotropie spontanée de la résistivité permettent une autre détermination de $\rho_{\uparrow\downarrow}(T)$ et μ à température élevée.

F - ANALYSE DE LA VARIATION AVEC LA TEMPERATURE DE LA RESISTIVITE D'ALLIAGES A BASE DE FER

1°) Analyse des résultats à basse température

Nous avons mesuré la résistivité de deux alliages FeCr, deux alliages FeNi et un alliage FeMn. Les figures (IV.10) et (IV.16) montrent la variation de $\rho - \rho_0$ pour les divers alliages et du fer pur.

Nous analysons les résultats à l'aide du développement (IV.6) de la résistivité à basse température :

$$\rho - \rho_0 = \left[1 + \frac{(\alpha - \mu)^2}{(1 + \alpha)^2 \mu} \right] \rho_i + \left(\frac{\alpha - 1}{\alpha \mu} \right)^2 \rho_{\uparrow\downarrow}$$

où

$$\rho_i = \frac{\rho_{\uparrow}(T) \rho_{\downarrow}(T)}{\rho_{\uparrow}(T) + \rho_{\downarrow}(T)}$$

Toutefois l'analyse des résultats est plus difficile que pour les alliages de nickel car :

') nous n'avons pas évalué les rapports α par des mesures sur les alliages ternaires

") nous ne disposons pas de résultats sur la magnétrésistance du fer pour évaluer ρ_i à partir de la résistivité ρ_M du fer pur. Aussi la détermination simultanée de tous les paramètres est utopique et nous avons fait le choix raisonnable de la valeur 1 pour μ (on est à peu près sûr que μ ne s'écarte pas trop de l'unité, étant donné que les densités d'états $n_{d\uparrow}(E_F)$ et $n_{d\downarrow}(E_F)$ dans le fer ne sont pas trop différentes et que, par ailleurs, la diffusion de Baber est importante à basse température).

Avec $\mu = 1$, $\rho_i = \rho_M$, l'expression (IV.6) devient :

$$\rho(T) - \rho_0 = \rho_M + \left(\frac{\alpha - 1}{\alpha + 1} \right)^2 (\rho_M + \rho_{\uparrow\downarrow})$$

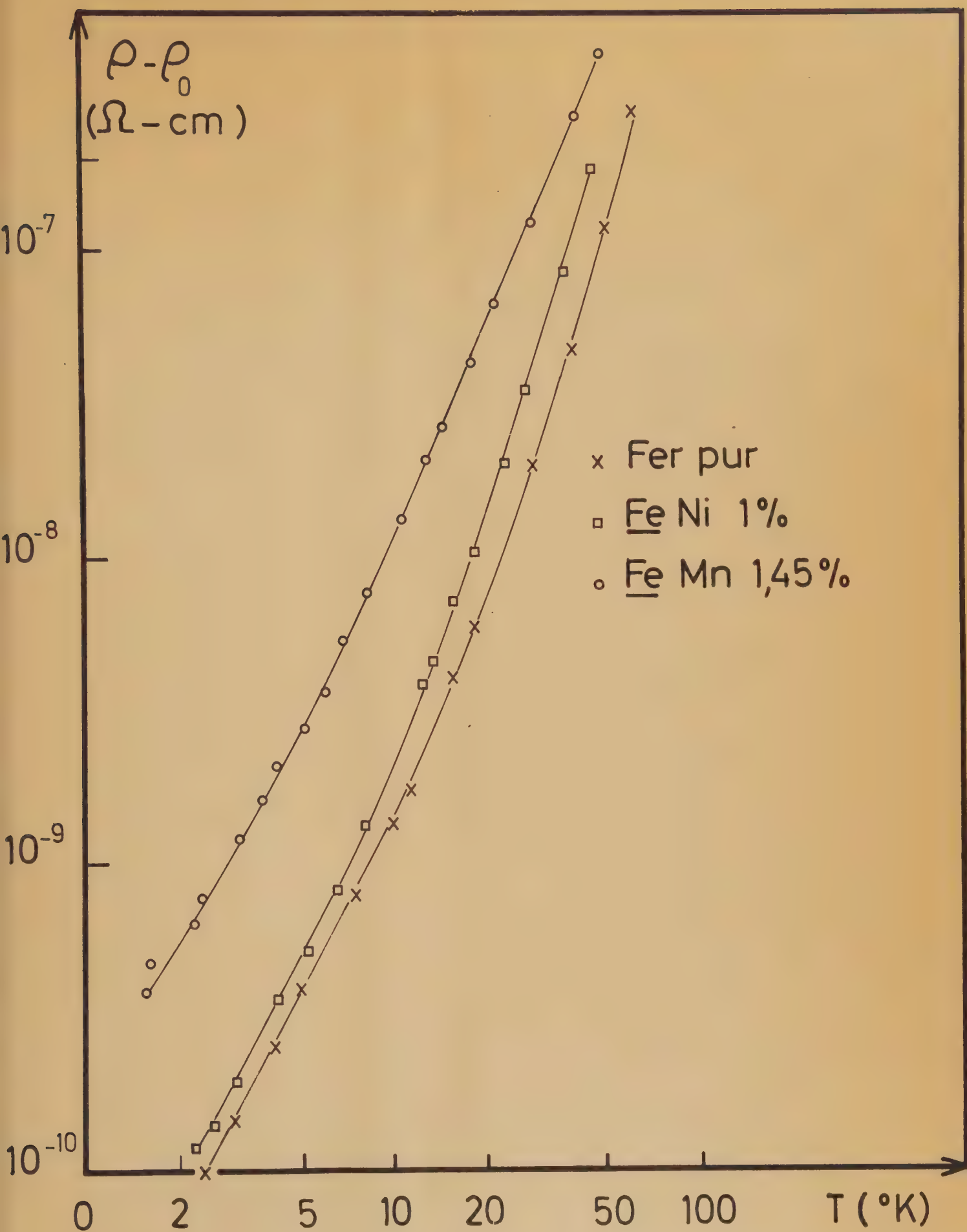


Figure IV.16 - $\rho(T) - \rho_0$ pour des alliages FeNi , FeMn et du fer pur.

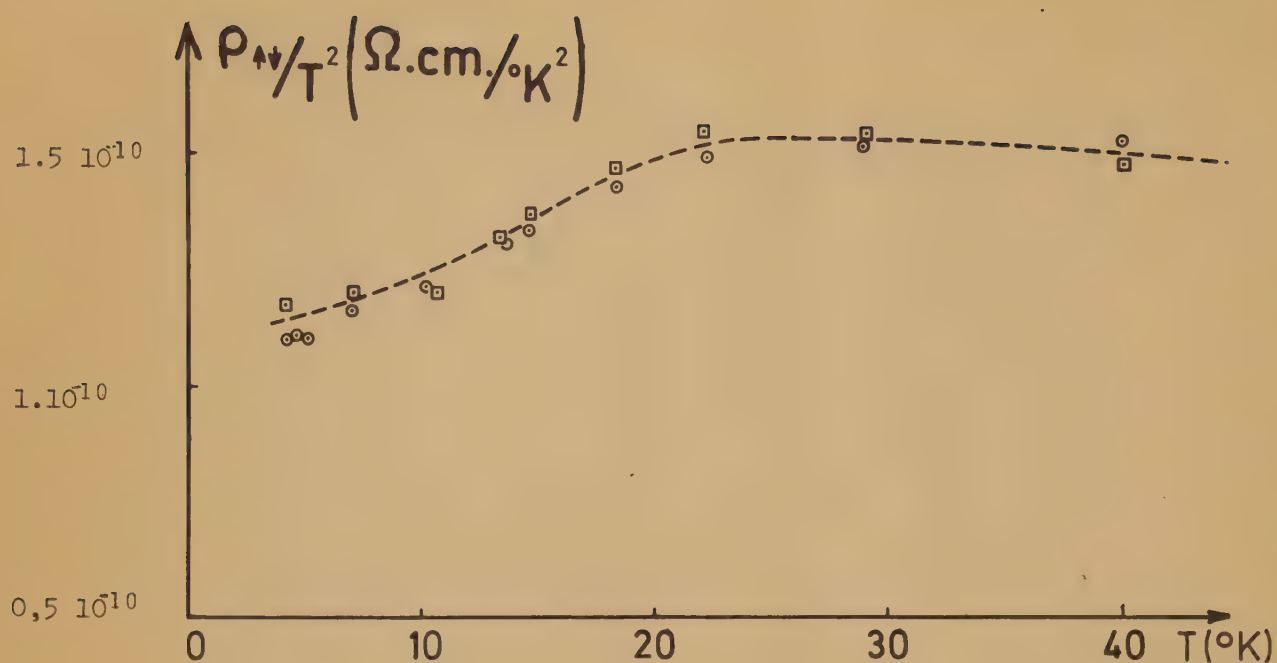


Figure III.17 - Variation expérimentale de $\rho_{\uparrow\downarrow}/T^2$ en fonction de T pour le fer.

- valeurs déduites de la résistivité d'alliages Fe Mn
- valeurs déduites de la résistivité d'alliages Fe Cr

La valeur élevée de $\rho(T) - \rho_0$ pour $\overset{\text{Fe}}{\text{NiCr}}$ et $\overset{\text{Fe}}{\text{NiMn}}$ ne peut s'expliquer que par des valeurs de α élevées et un terme $\rho_{\uparrow\downarrow}$ important. Le meilleur accord avec les données expérimentales est obtenu par :

$$\alpha_{\text{Mn}} = 1/11, \quad \alpha_{\text{Cr}} = 1/6, \quad \alpha_{\text{Ni}} = 3$$

Les valeurs de α inférieures à 1 ($\rho_{0\downarrow} < \rho_{0\uparrow}$) pour Mn et Cr sont seules compatibles avec la structure des impuretés et ont été choisies de préférence à $\alpha_{\text{Mn}} = 11$ et $\alpha_{\text{Cr}} = 6$. Par ailleurs on peut déduire des mesures de résistivité d'alliages ternaires $\overset{\text{Fe}}{\text{MnNi}}$ que α_{Ni} est alors supérieur à 1.

Le terme $\rho_{\uparrow\downarrow}(T)$ se déduit des valeurs expérimentales de $\rho(T) - \rho_0$ par :

$$\left(\frac{\alpha-1}{\alpha\mu}\right)^2 \rho_{\uparrow\downarrow}(T) = \rho - \rho_0 \left[1 + \left(\frac{\alpha-1}{\alpha\mu}\right)^2\right] \rho_M$$

La fonction $\rho_{\uparrow\downarrow}(T)$ obtenue est montrée sur la figure (IV.17) : on constate que les valeurs de $\rho_{\uparrow\downarrow}(T)$ déduites des mesures sur $\overset{\text{Fe}}{\text{Mn}}$ et $\overset{\text{Fe}}{\text{Ni}}$ sont consistantes.

Le choix d'une valeur de μ différente de l'unité ne modifie pas considérablement les résultats.

2°) Analyse des résultats à température élevée

Dans l'hypothèse $\mu = 1$, on prévoit pour l'augmentation relative de résistivité d'une impureté à température élevée, d'après (IV.7) et (IV.8) :

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{(\alpha-1)^2}{4\alpha}$$

Le tableau (IV.4) montre l'accord des valeurs expérimentales de $\Delta\rho/\rho_0$ à 293°K avec les valeurs calculées pour $\overset{\text{Fe}}{\text{Cr}}$, $\overset{\text{Fe}}{\text{Mn}}$ et $\overset{\text{Fe}}{\text{Ni}}$.

Impureté	Cr		Mn		Ni	
Concentration	0,3%	0,6%	1,4%	1,9%	1%	2%
$(\Delta\rho/\rho_0)_{\text{exp.}}$	0,82	0,99	2,14	2,02	0,47	0,38
$\frac{(\alpha-1)^2}{4\alpha}$	1,04		2,27		0,33	

Tableau IV.4 : valeurs expérimentales et calculées de $\Delta\rho/\rho_0$ à température élevée (les valeurs de α sont déduites des mesures à basse température).

Les résistivités à 4,2°K et 293°K ont été mesurées également pour un certain nombre d'autres impuretés et les valeurs de $\Delta\rho/\rho_0$ sont résumées dans le tableau IV.5).

Impureté	Ti 1%	V 1,8%	Co 1%	Si 1%
$\Delta\rho/\rho_0$	0,58	1,5	$\lesssim 0$	$\lesssim 0$

Tableau (IV.5) : valeurs expérimentales de $\Delta\rho/\rho_0$ à 293° pour FeTi , FeV , FeCo et FeSi .

Des valeurs de $\Delta\rho/\rho_0$ du tableau (IV.5) on déduit les valeurs α pour Ti, V, Co, Si ; ces valeurs, déterminées à partir de ces seuls résultats, sont plus incertaines que celles pour Cr, Mn, Ni.

Le tableau (IV.6) donne les valeurs de α , $\rho_{0\uparrow}$ et $\rho_{0\downarrow}$ pour toutes les impuretés étudiées (nous discuterons plus loin du choix effectué entre les valeurs α et $1/\alpha$).

Impureté	Ti	V	Cr	Mn	Co	Ni	Si
$\alpha = \rho_{O\downarrow} / \rho_{O\uparrow}$	1/4	1/8	1/6	1/11	1	3	1
$\rho_{O\uparrow} (\mu.\Omega.cm)$ %	14,5	13,5	18	21	2,02	2,4	23,2
$\rho_{O\downarrow} (\mu.\Omega.cm)$ %	3,6	1,6	3	1,9	2,02	7,2	23,2

Tableau IV.6 : valeurs de α , $\rho_{O\uparrow}$, $\rho_{O\downarrow}$ pour diverses impuretés dans le fer.

C H A P I T R E V

INTERPRETATION DES RESULTATS DES MESURES DE RESISTIVITE

Résumé :

Nous relierons les valeurs des résistivités résiduelles $\rho_{0\uparrow}$ et $\rho_{0\downarrow}$ des impuretés de métaux de transition à la structure de ces impuretés. Nous montrons que le terme de mélange $\rho_{\uparrow\downarrow}$ est dû aux collisions avec les magnons. Nous discutons enfin de l'origine des résistivités $\rho_{\uparrow}(T)$ et $\rho_{\downarrow}(T)$.

Plan du chapitre :

- A - Résistivités résiduelles $\rho_{0\uparrow}$ et $\rho_{0\downarrow}$ des impuretés de métaux de transition dans le nickel et le fer
- B - Terme de mélange
- C - Valeurs de $\rho_{\uparrow}(T)$, $\rho_{\downarrow}(T)$, $\mu = \frac{\rho_{\downarrow}(T)}{\rho_{\uparrow}(T)}$

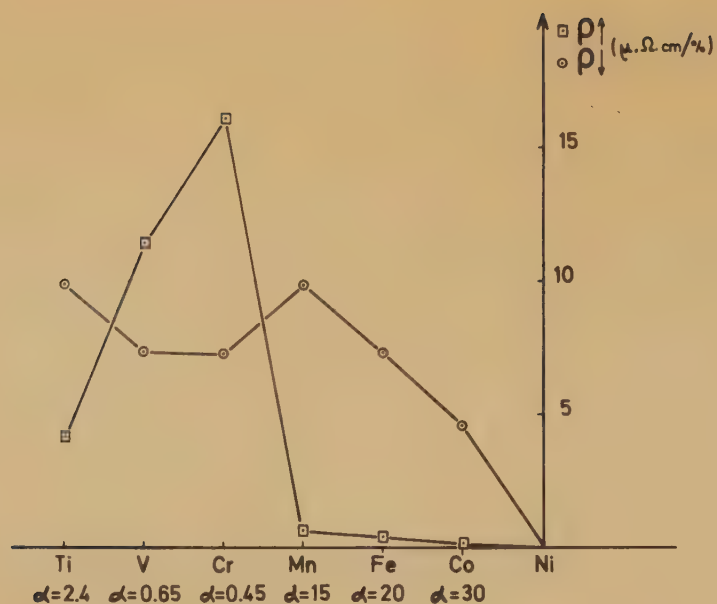


Figure V.1 - Résistivités résiduelles (par %) des impuretés de métaux de la première série de transition dans le nickel.

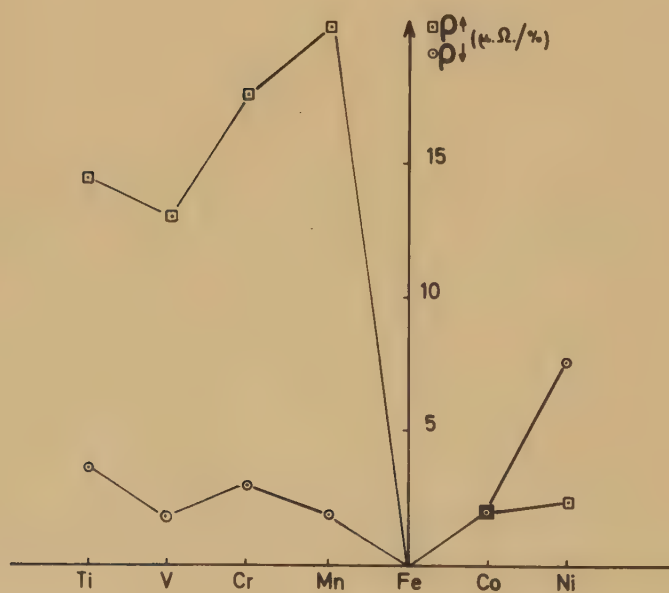


Figure V.2 - Résistivités résiduelles (par %) des impuretés de métaux de la première série de transition dans le fer.

CHAPITRE V

INTERPRETATION DES RESULTATS DES MESURES DE RESISTIVITE

A - RESISTIVITES RESIDUELLES $\rho_{o\uparrow}$ ET $\rho_{o\downarrow}$ DES IMPURETES DE METAUX DE TRANSITION DANS LE FER ET LE NICKEL.

L'interprétation est basée sur le modèle ^{exposé Chapitre II (23) (9)} (Friedel), Gorès et Campbell ^{(24) (25) (26)} ; la résistivité ρ_{σ} des électrons de spin σ peut être évaluée par la formule (II, 1) en fonction de la charge d'écran autour de l'impureté Z_{σ} . Dans le cas où un état lié est repoussé au-dessus de la bande $d\uparrow$, la résistivité $\rho_{\uparrow}$ associée à la résonance des électrons de conduction sur l'état lié est donnée par la formule (II, 2).

Il sera commode de relier simplement les charges d'écran $Z_{\uparrow}$ et $Z_{\downarrow}$ à la valeur expérimentale du moment magnétique :

$$\begin{aligned} Z_{\uparrow} &= \frac{1}{2} (Z + \frac{\partial \mu}{\partial c}) \\ Z_{\downarrow} &= \frac{1}{2} (Z - \frac{\partial \mu}{\partial c}) \end{aligned} \quad (V, 1) \quad \begin{aligned} (Z &= \text{différence de valence entre l'impureté} \\ &\text{et l'atome de la matrice}) \end{aligned}$$

1°) Impuretés dans le nickel

Le tableau (IV, 1) montre les valeurs de $\rho_{o\uparrow}$ et $\rho_{o\downarrow}$ pour Co, Fe, Mn, Cr, V, Ti déduites des mesures de résistivité. Ces résultats ont été, en gros, confirmés par les mesures du groupe de Strasbourg ^{(58) (5)}.

La figure (V, 1) montre la variation de $\rho_{o\uparrow}$ et $\rho_{o\downarrow}$ en fonction de la différence de valence Z entre le nickel et l'impureté.

Pour l'essentiel, l'interprétation est claire :

i) $\rho_{o\uparrow}$ est très petit pour les impuretés (Co, Fe, Mn) à potentiel répulsif faible ; en effet l'écran est alors construit uniquement avec les électrons de la demi-bande $d\uparrow$ (figure II, 8) et le seul mécanisme de diffusion des électrons $s\uparrow$ est la diffusion $s \rightarrow s$.

$\rho_{o\uparrow}$ augmente très fortement pour les impuretés à gauche du manganèse (Cr, V, Ti) ; cette forte résistivité correspond à la résonance des électrons de la demi-bande s sur les états liés d repoussés au-dessus de la bande $d\uparrow$ du

nickel (figure II, 9).

ii) $\rho_{o\downarrow}$ est élevé pour tous les éléments, ce qui correspond à la grande probabilité de diffusion des électrons $s\downarrow$ vers des états $d\downarrow$ dont la densité d'états est toujours forte (figures II, 8 et II, 9).

Cette interprétation consistante des valeurs de $\rho_{o\uparrow}$ et $\rho_{o\downarrow}$ nous a d'ailleurs permis de choisir les valeurs α plutôt que les valeurs $1/\alpha$.

Nous présentons maintenant une discussion plus détaillée des valeurs de $\rho_{o\uparrow}$ et $\rho_{o\downarrow}$ pour les diverses impuretés. Les valeurs des charges d'écran $Z_{\uparrow}$ et $Z_{\downarrow}$ sont déduites des mesures de moments magnétiques ⁽³³⁾ par les expressions V, 1.

a) Valeurs de $\rho_{o\uparrow}$.

i) cas de Co, Fe, Mn.

L'écran autour de l'impureté est constitué uniquement avec des électrons de la demi-bande $d\downarrow$; $Z_{\uparrow} \approx 0$. Les valeurs de $\rho_{o\uparrow}$ sont très faibles ($0,15\mu. \Omega.cm/\%$ pour Co, $0,37 \mu. \Omega. cm/\%$ pour Fe, $0,65 \mu. \Omega. cm/\%$ pour Mn) et dues principalement aux diffusions $s \rightarrow s$. Cependant, comme nous le déduisons dans le chapitre VII de l'étude de l'anisotropie spontanée de résistivité, une partie de $\rho_{o\uparrow}$ est sans doute due également à des diffusions vers des états $d_{\uparrow}$ mélangés aux états de la bande $d\downarrow$ par le couplage spin-orbite ($1/3$ de $\rho_{o\uparrow}$ est du à ce mécanisme pour une impureté de cobalt).

Ces résultats confirment que la diffusion $s \rightarrow s$ contribue très peu à la construction de l'écran autour des impuretés (contribution d'environ $Z/10$ pour les 3 impuretés).

ii) cas de Cr, V, Ti.

Les valeurs de $Z_{\uparrow}$ déduites des mesures magnétiques ⁽³³⁾ sont :

$$Z_{\uparrow} \approx -4 \text{ pour Cr}$$

$$Z_{\uparrow} \approx -5 \text{ pour V}$$

$$Z_{\uparrow} \approx -5 \text{ pour Ti}$$

La résistivité associée à la résonance des électrons sur un état lié d est donnée par l'expression (II, 2) pour des électrons libres et le seul déphasage η_2 différent de zéro. Dans le cas du nickel (0,3 el./at. par demi-bande s) on a

$$\rho_{0\uparrow} \approx 70 \sin^2 \eta_2(E_F) \mu. \Omega. \text{ cm.}/\%$$

Pour une impureté de Cr, à $Z_{\uparrow} = -4$ correspond, d'après la règle de somme de Friedel $\eta_2(E_F) = -\frac{4\pi}{5}$ et

$$\rho_{0\uparrow} = 41 \mu. \Omega. \text{ cm.}/\%$$

Le calcul retrouve la forte valeur expérimentale de $\rho_{0\uparrow}$ ($\rho_{0\uparrow} = 16,1 \mu. \Omega. \text{ cm.}/\%$) ; il n'est pas surprenant de trouver une valeur 2,5 fois plus forte dans un modèle simple qui assimile les électrons s à des électrons libres.

Pour les impuretés de V et Ti, $Z_{\uparrow} \approx -5$ et, dans l'hypothèse du seul déphasage η_2 non nul, on aurait $\eta_2 \approx \pi$ et $\rho_{0\uparrow} \approx 0$ (la situation est celle de l'état lié repoussé loin au-dessus du niveau de Fermi). Cependant, pour des impuretés comme V et Ti, les fonctions atomiques d sont nettement différentes des fonctions d du nickel et le déphasage η_2 n'est certainement plus aussi prépondérant. Si on admet, par exemple, la possibilité de déphasage η_1 et η_2 , on peut évaluer à $0,18\pi$ le déphasage η_1 nécessaire pour rendre compatible la valeur du moment magnétique d'une impureté de Vanadium et sa valeur de $\rho_{0\uparrow}$ (0,7 fois $\rho_{0\uparrow}$ du chrome) ; 1/8 de la charge d'écran autour du vanadium est alors associée au déphasage η_1 .

b) Valeurs de $\rho_{0\uparrow}$.

Dans l'hypothèse d'une charge d'écran $Z_{\downarrow}$ uniquement construite avec des électrons de la bande $d\downarrow$, la résistivité peut être estimée à l'aide de l'expression (II, 1) et Gomès et Campbell ⁽²⁶⁾ ont montré que, pour un niveau de Fermi situé en bord de bande, la résistivité est alors approximativement proportionnelle à

$$\sin^2 \frac{\pi Z_{\downarrow}}{5} \quad (\sim \text{densité locale d'états } d\downarrow)$$

Pour les diverses impuretés étudiées, nous indiquons ci-après les

valeurs de $Z_{\downarrow}$ et $\sin^2 \frac{\pi Z_{\downarrow}}{5}$ déduites des mesures de moment magnétique ⁽³³⁾ et les valeurs expérimentales de $\rho_{O\downarrow}$ (en $\mu. \Omega. cm/\%$)

$Z_{\downarrow} \approx -1 \text{ el./at.}$	$\sin^2 \frac{\pi Z_{\downarrow}}{5} \approx 0,34$	pour Co ($\rho_{O\downarrow} = 4,6$)
$Z_{\downarrow} \approx -2$	$\sin^2 \frac{\pi Z_{\downarrow}}{5} \approx 0,90$	pour Fe ($\rho_{O\downarrow} = 7,4$)
$Z_{\downarrow} \approx -3$	$\sin^2 \frac{\pi Z_{\downarrow}}{5} \approx 0,90$	pour Mn ($\rho_{O\downarrow} = 9,8$)
$Z_{\downarrow} \approx 0$	$\sin^2 \frac{\pi Z_{\downarrow}}{5} \approx 0$	pour Cr ($\rho_{O\downarrow} = 7,2$)
$Z_{\downarrow} \approx 0$	$\sin^2 \frac{\pi Z_{\downarrow}}{5} \approx 0$	pour V ($\rho_{O\downarrow} = 7,4$)
$Z_{\downarrow} \approx -1$	$\sin^2 \frac{\pi Z_{\downarrow}}{5} \approx 0,34$	pour Ti ($\rho_{O\downarrow} = 10$)

La variation de $\rho_{O\downarrow}$ en $\sin^2 \frac{\pi Z_{\downarrow}}{5}$ n'est visiblement pas bien suivie à partir du manganèse. On peut noter cependant qu'il y a une baisse de $\rho_{O\downarrow}$ pour Cr et V qui traduit nettement la baisse de la charge d'écran $|Z_{\downarrow}|$ et du potentiel $V_{\downarrow}$. Pour expliquer que la baisse de $\rho_{O\downarrow}$ pour Cr, V, Ti n'est pas aussi importante que prévue, on peut seulement dire que, les fonctions d'onde d des impuretés devenant différentes de celles du nickel, le potentiel d'impureté devenant moins localisé, le modèle simple de Gomès et Campbell n'est plus aussi valable.

Les valeurs absolues des résistivités $\rho_{O\downarrow}$ estimées à l'aide de la formule (II,1) sont légèrement plus petites que les valeurs expérimentales pour des valeurs de α_{sd} raisonnables.

2°) Interprétation des résistivités $\rho_{O\uparrow}$ et $\rho_{O\downarrow}$ dans le fer.

Le tableau (IV, 6) montre les valeurs expérimentales de $\rho_{O\uparrow}$ et $\rho_{O\downarrow}$ pour diverses impuretés. Les résultats pour Co et Ni sont imprécis.

La figure V, 2 montre la variation de $\rho_{O\uparrow}$ et $\rho_{O\downarrow}$ en fonction de la différence de valence Z entre l'impureté et le fer.

la caractéristique principale des résultats est :

$$\underline{\rho_{O\uparrow} > \rho_{O\downarrow} \text{ à gauche du fer}}$$

$$\underline{\rho_{O\uparrow} < \rho_{O\downarrow} \text{ à droite du fer}}$$

Les valeurs élevées de $\rho_{O\uparrow}$ pour $Z < 0$ s'expliquent facilement : en effet une perturbation répulsive modifie surtout la densité d'états locale au sommet de la bande d ^{(9) (24) (25)} ; comme le niveau de Fermi dans le fer est situé vers le sommet de la bande d $\uparrow$ et au milieu de la bande d $\downarrow$, les perturbations répulsives affectent principalement les électrons de spin $\uparrow$. Le maximum de $\rho_{O\uparrow}$ pour Mn, suivi d'une décroissance de $\rho_{O\uparrow}$ jusqu'à V, correspond à une résonance qui traverse le niveau de Fermi, analogue à celle observée dans la demi-bande de spin $\uparrow$ du nickel ; le pic de la résonance est moins aigu dans le fer car la bande d $\uparrow$ n'est pas pleine.

Les valeurs de $\rho_{O\uparrow}$ et $\rho_{O\downarrow}$ sont consistantes avec les valeurs des moments magnétiques des impuretés ; nous comparons ci-dessous les valeurs expérimentales de $\rho_{O\uparrow}$ et $\rho_{O\downarrow}$ aux valeurs de $Z_{\uparrow}$ et $Z_{\downarrow}$ déduites des mesures de moments ; pour Co et Ni, les moments localisés μ_i diffèrent des moments totaux ($\frac{du}{dc}$) ; nous donnons les valeurs de $Z_{\uparrow}$ et $Z_{\downarrow}$ de Co et Ni déduites des moments locaux pour lesquelles l'accord est meilleur (sans doute parce qu'en général la résistivité dépend surtout du déphasage η_2 et de la partie centrale de l'écran). Les valeurs de $Z_{\uparrow}$ et $Z_{\downarrow}$ pour les diverses impuretés sont données en el./at. et les valeurs expérimentales de $\rho_{O\uparrow}$ et $\rho_{O\downarrow}$ en $\mu. \Omega. cm/\%$

$$\left| \begin{array}{l} Z_{\uparrow} \approx -1,7 \\ Z_{\downarrow} \approx +0,7 \end{array} \right. \quad \sin^2 \frac{\pi Z_{\uparrow}}{5} \approx 0,87 \quad \begin{array}{l} \text{pour Mn} \\ \rho_{O\uparrow} = 21 \\ \rho_{O\downarrow} = 1,9 \end{array}$$

$$\left| \begin{array}{l} Z_{\uparrow} \approx -2,5 \\ Z_{\downarrow} \approx +0,5 \end{array} \right. \quad \sin^2 \frac{\pi Z_{\uparrow}}{5} \approx 1 \quad \begin{array}{l} \text{pour Cr} \\ \rho_{O\uparrow} = 18 \\ \rho_{O\downarrow} = 3 \end{array}$$

$$\left| \begin{array}{l} Z_{\uparrow} \approx -3,1 \\ Z_{\downarrow} \approx +0,1 \end{array} \right. \quad \sin^2 \frac{\pi Z_{\uparrow}}{5} \approx 0,75 \quad \begin{array}{l} \text{pour V} \\ \rho_{O\uparrow} = 13 \\ \rho_{O\downarrow} = 1,6 \end{array}$$

$Z_{\uparrow} \approx -3,7$			$\rho_{o\uparrow} = 14,5$
$Z_{\downarrow} \approx +0,3$		<u>pour Ti</u>	$\rho_{o\downarrow} = 3,6$
$Z_{\uparrow} \approx 0,5$			$\rho_{o\uparrow} = 2,02$
$Z_{\downarrow} \approx 0,5$		<u>pour Co</u>	$\rho_{o\downarrow} = 2,02$
$Z_{\uparrow} \approx 0$			$\rho_{o\uparrow} = 2,4$
$Z_{\downarrow} \approx 1$		<u>pour Ni</u>	$\rho_{o\downarrow} = 7,2$

Pour les impuretés à gauche du fer, on a : $-Z_{\uparrow}$ grand et $(\rho_{o\uparrow})_{\text{exp}}$ grand

$Z_{\downarrow} \approx 0$ et $(\rho_{o\downarrow})_{\text{exp}}$ petit

Pour une impureté de Cobalt, on a :

$Z_{\uparrow} \approx Z_{\downarrow}$ et $(\rho_{o\uparrow})_{\text{exp}} \approx (\rho_{o\downarrow})_{\text{exp}}$

Pour une impureté de nickel, on a :

$Z_{\downarrow} > Z_{\uparrow}$ et $(\rho_{o\downarrow})_{\text{exp}} > (\rho_{o\uparrow})_{\text{exp}}$

Les résistivités $\rho_{c\uparrow}$ sont approximativement égales à celles calculées à partir du modèle de Gomès et Campbell (expression II, 1).

Pour interpréter les valeurs de $\rho_{o\downarrow}$, pour expliquer pourquoi, pour une impureté de nickel, $Z_{\downarrow} > Z_{\uparrow}$ et $\rho_{o\downarrow} > \rho_{o\uparrow}$, il faudrait connaître plus précisément la structure de la bande $d\downarrow$ au niveau de Fermi

B - TERME DE MELANGE $\rho_{\uparrow\downarrow}$

Nous montrons dans l'appendice A que les collisions entre électrons de spin opposé ne peuvent expliquer les fortes valeurs expérimentales de $\rho_{\uparrow\downarrow}$.

On peut aussi exclure la possibilité d'expliquer $\rho_{\uparrow\downarrow}$ par les transitions avec spin-flip dues à la modulation du couplage spin-orbite pour les phonons; on déduit en effet de la largeur de raie de la résonance des électrons de conduction du cuivre ⁽⁵⁹⁾ que les probabilités spin-flip dues à ce mécanisme sont 10^3 à 10^4 fois trop faibles pour expliquer les valeurs de $\rho_{\uparrow\downarrow}$.

Nous calculons maintenant la contribution à $\rho_{\uparrow\downarrow}$ des collisions avec les ondes de spin.

1°) Calcul de la contribution à basse température des ondes de spin à $\rho^{\uparrow\downarrow}$.

Nous rappelons les résultats généraux du chapitre III sur la valeur de $\rho_{\uparrow\downarrow}$ dans le cas de diffusions avec spin-flip. Si l'on suppose le courant uniquement transporté par la bande s, on a, d'après (III.11)

$$\rho_{\uparrow\downarrow} = \frac{b_{s\uparrow-s\downarrow}}{X^2}$$

où, d'après (III.7)

$$b_{s\uparrow-s\downarrow} = \frac{1}{k_B T} \int d^3k_{\uparrow} d^3k'_{\downarrow} (\vec{k}'_{\downarrow} \cdot \vec{u})(\vec{k}_{\uparrow} \cdot \vec{u}) P(\vec{k}_{\uparrow}, \vec{k}'_{\downarrow})$$

$$X = +e \int_{S, de.F} \frac{dS_{\vec{k}}}{V(\vec{k})} (\vec{k} \cdot \vec{u}) [\vec{V}(\vec{k}) \cdot \vec{u}]$$

X est supposé identique pour les demi-bandes s $\uparrow$ et s $\downarrow$.

L'interaction s-d est écrite ^(36,41)

$$U = - \sum_{\vec{k}, \vec{k}'} \sum_n J(\vec{k}-\vec{k}') \exp [i(\vec{k}-\vec{k}') \cdot \vec{R}_n]$$

$$\left[(a_{\vec{k}_{\uparrow}}^* a_{\vec{k}_{\uparrow}} - a_{\vec{k}_{\downarrow}}^* a_{\vec{k}_{\downarrow}}) S_n^z + a_{\vec{k}_{\uparrow}}^* a_{\vec{k}_{\downarrow}} S_n^- + a_{\vec{k}_{\downarrow}}^* a_{\vec{k}_{\uparrow}} S_n^+ \right]$$

où les a sont les opérateurs de création et d'annihilation pour les électrons s.

Pour la transition $\vec{k}_{\uparrow} \rightarrow (\vec{k}+\vec{q})_{\downarrow}$ avec annihilation d'un magnon $\vec{q}$, P $[\vec{k}_{\uparrow}, (\vec{k}+\vec{q})_{\downarrow}]$ s'écrit :

$$P [\vec{k}_{\uparrow}, (\vec{k}+\vec{q})_{\downarrow}] = \frac{4 SNJ^2(\vec{q})}{V} \frac{1}{\exp(\epsilon_q/k_B T) - 1} f^0[E_{\uparrow}(k)] \left[1 - f^0[E_{\uparrow}(k) + \epsilon_q] \right] \delta [E_{\downarrow}(\vec{k}+\vec{q}) - E_{\uparrow}(\vec{k}) - \epsilon_q]$$

où ϵ_q est l'énergie du magnon de vecteur d'onde $\vec{q}$.

Le reste du calcul consiste en la détermination de la contribution de toutes les transitions $\vec{k}_{\uparrow} \rightarrow (\vec{k} + \vec{q})_{\downarrow}$ et $k_{\downarrow} \rightarrow (\vec{k} - \vec{q})_{\uparrow}$ à $b_{s\uparrow-s\downarrow}$. Pour ce calcul nous faisons les hypothèses suivantes :

i) Nous prenons pour les électrons $s\uparrow$ et $s\downarrow$ des courbes de dispersion paraboliques avec la même masse effective m^* . Les deux surfaces de Fermi sont sphériques (figure V.3) mais de rayons différents $k_{F\uparrow}$ et $k_{F\downarrow}$ ($|k_{F\uparrow} - k_{F\downarrow}| = q_1$, $q_1 \approx 1/10 k_F$). Dans le calcul nous tiendrons compte de l'effet important du "gap" entre les 2 surfaces de Fermi mais non du petit effet dû à la différence du nombre de porteurs.

ii) Nous écrivons l'énergie d'un magnon :

$$\epsilon_q = \frac{\mu^2}{2\mu} q^2$$

où μ , masse effective du magnon, est de l'ordre de grandeur de 10 masses électroniques. Le système de magnon sera supposé en équilibre thermique. Des simplifications apparaîtront dans le calcul parce que - à toutes les températures considérées - $\epsilon_q \ll \frac{\mu^2}{m} q_1 k_F < E_F$ et $q \ll k_F$. Par ailleurs on pourra prendre aussi $J(q)$ égal à $J = J(0)$ pour tous les magnons $\vec{q}$ excités.

Dans ces conditions le calcul de $b_{s\uparrow-s\downarrow}$ donne :

$$b_{s\uparrow-s\downarrow} = \frac{1}{k_B T} \frac{4\pi S N J^2}{\mu} \int \frac{dS_{k\uparrow} dS_{k'\downarrow}}{\mu^2 V_{F\uparrow} V_{F\downarrow}} \frac{(\vec{k}_{\uparrow} \cdot \vec{u})(\vec{k}'_{\downarrow} \cdot \vec{u})}{[\exp(\epsilon_q/k_B T) - 1]} \int dE_k f^0(E_k) [1 - f^0(E_k + \epsilon_q)]$$

Après intégration sur l'énergie

$$b_{s\uparrow-s\downarrow} = \frac{1}{k_B T} \frac{4\pi S N J^2}{\mu} \int \frac{dS_{k\uparrow} dS_{k'\downarrow}}{\mu^2 V_{F\uparrow} V_{F\downarrow}} \frac{(\vec{k}_{\uparrow} \cdot \vec{u})(\vec{k}'_{\downarrow} \cdot \vec{u}) \epsilon_q}{[1 - \exp(-\epsilon_q/k_B T)] [\exp(\epsilon_q/k_B T) - 1]}$$

La suite de l'intégration est triviale sauf l'intégration sur la direction relative de $\vec{k}_{\uparrow}$ et $\vec{k}'_{\downarrow}$. On a (figure V.3) :

$$q^2 = k_{F\uparrow}^2 + k_{F\downarrow}^2 - 2 k_{F\uparrow} k_{F\downarrow} \cos \theta$$

$$\text{où } \theta = (\vec{k}_{\uparrow}, \vec{k}'_{\downarrow})$$

$$\text{soit } q dq \approx 2k_F^2 \sin \theta d\theta \approx \frac{dS}{2\pi}$$

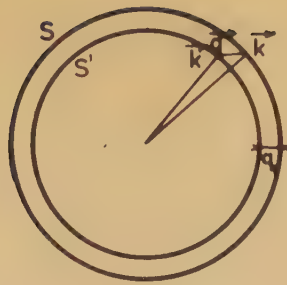


Figure V.3 - Transitions $s\uparrow - s\downarrow$ dans le cas de deux surfaces de Fermi sphériques.

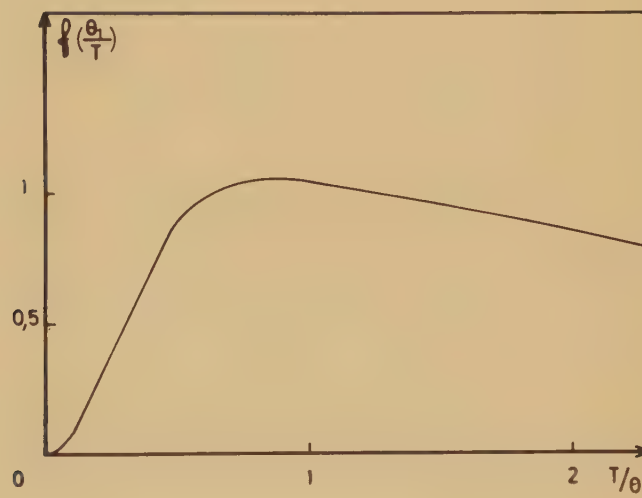


Figure V.4 - Variation de $f(\frac{\theta_1}{T})$ en fonction de $\frac{T}{\theta_1}$

$$\text{d'où } b_{s\uparrow-s\downarrow} \sim \frac{1}{k_B T} \int_{\epsilon_1}^{\epsilon_2} \frac{\epsilon_q d\epsilon_q}{(1 - \exp[-\epsilon_q/k_B T]) (\exp[\epsilon_q/k_B T] - 1)}$$

$$\text{où } \epsilon_1 = \frac{\hbar^2}{2\mu} q_1^2, \quad \epsilon_2 = \frac{\hbar^2}{2\mu} (2k_F)^2$$

Aux températures considérées, $\epsilon_2 \ll k_B T$, aussi :

$$b_{s\uparrow-s\downarrow} \sim k_B T \int_{\theta_1/T}^{\infty} \frac{z dz}{(1 - e^{-z})(e^z - 1)}$$

$$\text{où } \theta_1 = \frac{1}{k_B} \frac{\hbar^2}{2\mu} q_1^2$$

Après calcul de l'intégrale et calcul de X, on trouve :

$$\rho_{\uparrow\downarrow} = 3\pi^2 \mu \frac{SNJ^2 (k_B T)^2}{\hbar E_F^2 k_B \theta_1} \cdot F\left(\frac{\theta_1}{T}\right)$$

$$\text{où } F(x) = x \left[\frac{x e^x}{e^x - 1} - \text{Log}(e^x - 1) \right]$$

La variation de $\rho_{\uparrow\downarrow}$ est simple pour $T \ll \theta_1$ ou $T \gg \theta_1$.

i) pour $T \ll \theta_1$, $F(\theta_1/T) \sim \frac{1}{T^2} \exp(-\frac{\theta_1}{T})$, $\rho_{\uparrow\downarrow} \sim \exp(-\theta_1/T)$

ii) pour $T \gg \theta_1$, $F(\theta_1/T) \sim \frac{1}{T} \text{Log}(T/\theta_1)$, $\rho_{\uparrow\downarrow} \sim T \text{Log}(T/\theta_1)$

La figure V.4. montre la variation complète de $F(x)$; $F(x)$ passe par un maximum pour $x \approx 0,9$.

2°) Comparaison avec les valeurs expérimentales de $\rho_{\uparrow\downarrow}$ à basse température.

Le résultat principal est que les valeurs de $\rho_{\uparrow\downarrow}$ calculées par la formule (V.2) sont à peu près de l'ordre de grandeur des valeurs expérimentales (sauf aux très basses températures).

Dans le cas du nickel, si on prend les valeurs suivantes des paramètres :

$$S = 0,3, \quad SNJ = 0,12 \text{ ev}, \quad m^* = m_e, \quad \mu = 8,7 m_e^{(60)}, \quad E_F = 5,4 \text{ ev}, \quad q_1 = 1/20 k_F$$

on calcule

$$\theta_1 = 17^\circ K$$

$$\rho_{\uparrow\downarrow} \approx 32 \cdot 10^{-12} T^2 F(\theta_1/T) \Omega \cdot \text{cm}$$

$$\text{soit pour } T \geq \theta_1 \quad \rho_{\uparrow\downarrow} \approx 32 \cdot 10^{-12} T^2 \Omega \cdot \text{cm}$$

Entre 20 et 40°K, la loi expérimentale est approximativement (figure IV.14) :

$$(\rho_{\uparrow\downarrow})_{\text{exp}} \approx 100 \cdot 10^{-12} T^2 \Omega.\text{cm.}$$

Dans le cas du fer, si on prend :

$$S = 1,06, \quad SNJ = 0,4 \text{ ev}, \quad m^* = m_e, \quad \mu = 12 m_e^{(60)}, \quad E_F = 7,1 \text{ ev}, \quad q_1 = 1/20 k_F$$

On calcule $\theta_1 = 24^\circ\text{K}$

$$\rho_{\uparrow\downarrow} = 60 \cdot 10^{-12} T^2 F(\theta_1/T) \Omega.\text{cm.}$$

soit pour $T > \theta_1$ $\rho_{\uparrow\downarrow} \approx 60 \cdot 10^{-12} T^2 \Omega.\text{cm.}$

Entre 20 et 40°K, la loi expérimentale est approximativement (figure IV.17) :

$$(\rho_{\uparrow\downarrow})_{\text{exp}} \approx 150 \cdot 10^{-12} T^2 \Omega.\text{cm.}$$

La grossièreté du modèle, l'incertitude sur les paramètres q_1 et J , ne permettent pas d'espérer un accord meilleur; il apparaît que les collisions avec les condes de spin sont le seul mécanisme qui puisse expliquer les valeurs élevées de $\rho_{\uparrow\downarrow}$.

Si l'on compare maintenant la variation expérimentale de $\frac{\rho_{\uparrow\downarrow}(T)}{T^2}$ (figure IV.14 pour Ni, figure IV.17 pour Fe) à celle de $F\left(\frac{\theta_1}{T}\right)$ (figure V.4), on peut penser que la baisse de $\frac{\rho_{\uparrow\downarrow}}{T^2}$ au-dessous de 20-30°K correspond à la décroissance de $F\left(\frac{\theta_1}{T}\right)$ au-dessous de θ_1 , c'est à dire au blocage des collisions électron-magnon quand les vecteurs d'onde des magnons excités deviennent inférieurs à la distance moyenne q_1 entre les surfaces de Fermi $s\uparrow$ et $s\downarrow$.

Pour le nickel, q_1 est de l'ordre de grandeur de $1/10 k_F$ (figure II.5 a) :

pour $q_1 = 1/10 k_F$, on calcule $\theta_1 = 68^\circ\text{K}$, pour $q_1 = 1/20 k_F$, $\theta_1 = 17^\circ\text{K}$

Pour le fer, pour $q_1 = 1/10 k_F$, on calcule $\theta_1 = 24^\circ\text{K}$, pour $q_1 = 1/20 k_F$, $\theta_1 = 96^\circ\text{K}$.

La baisse de $\frac{\rho_{\uparrow\downarrow}}{T^2}$ se produit donc dans le domaine de températures prévu pour θ_1 .

Cependant on s'attendrait alors à voir $\rho_{\uparrow\downarrow}/T^2$ décroître exponentiellement au-dessous de θ_1 et devenir très petit pour quelques degrés Kelvin. Ce comportement n'est pas observé; la raison en est peut être que les nappes $s_{\uparrow}$ et $s_{\downarrow}$ se coupent* ou deviennent très proches en certains points de la zone de Brillouin. On peut remarquer en effet que, sur la surface de Fermi du nickel (figure II 5a), il existe une région au voisinage de M, sur l'axe ΓX , où les surfaces $s_{\uparrow}$, $s_{\downarrow}$, $d_{\downarrow}$ sont très rapprochées; la figure II 5b montre la position relative de la poche de trous centrée autour de X et des autres nappes de la surface de Fermi, telle qu'elle a été déduite d'expériences d'effet de Haas Van Alphen⁽¹³⁾

3°) Discussion sur les valeurs de $\rho_{\uparrow\downarrow}$ à température élevée.

Rappelons les résultats pour $\rho_{\uparrow\downarrow}$ à 77°K, 200°K et 300°K dans le nickel.

$$\rho_{\uparrow\downarrow} = 0,9 \pm 0,3 \mu.\Omega\text{cm} \text{ à } 77^\circ\text{K}$$

$$\rho_{\uparrow\downarrow} = 5 \pm 2 \mu.\Omega\text{cm} \text{ à } 200^\circ\text{K}$$

$$\rho_{\uparrow\downarrow} = 9 \pm 4 \mu.\Omega\text{cm} \text{ à } 300^\circ\text{K}$$

Par contre les valeurs de $\rho_{\uparrow\downarrow}$ déduites de la variation avec la température de l'anisotropie spontanée de la résistivité (chapitre VII) sont environ 3 fois plus faibles.

Les résultats sont trop imprécis pour qu'on puisse analyser la loi de variation avec la température et comparer avec la variation prévue pour l'effet des ondes de spin.

Un résultat intéressant est que $\rho_{\uparrow\downarrow}$ est - à 300°K - de l'ordre de grandeur de $\rho_{\uparrow}(T)$ et plus petit que $\rho_{\downarrow}(T)$ (tableau IV.3). La distinction de deux courants de spin $\uparrow$ et de spin $\downarrow$ est donc encore justifiée à 300°K.

Nous verrons au chapitre VII que l'anisotropie spontanée de la résistivité - qui dépend de l'existence de deux courants différents - ne disparaît que vers 280°C⁽⁷⁶⁾ (T_c vaut 357°C). On en déduit que les collisions avec spin flip ne deviennent beaucoup plus fréquentes que les collisions sans spin flip qu'aux environs de 280°C.

* L'extension du calcul de $\rho_{\uparrow\downarrow}$ au cas de 2 surfaces de Fermi qui se coupent, montre que la variation de $\rho_{\uparrow\downarrow}$ doit être alors en $T^{3/2}$.

4°) Vérification expérimentale du rôle des ondes de spin.

Nous avons pensé vérifier le rôle des ondes de spin dans le terme de mélange $\rho_{\uparrow\downarrow}$ en étudiant la variation de la résistivité d'un alliage avec la température dans un champ magnétique suffisamment fort (80 kG) pour supprimer les ondes de spin à basse température (4,2°K) (le champ magnétique décale les énergies des ondes de spin).

Les résultats expérimentaux confirment qualitativement l'effet :
 $\left[\rho(4,2^\circ\text{K}) - \rho(1^\circ\text{K}) \right]$ baisse de 50% pour un alliage NiCo 3%, de 30% pour un alliage NiCr 1%.

L'interprétation quantitative est plus délicate à cause de la combinaison de l'effet attendu (suppression de $\rho_{\uparrow\downarrow}$) et de la magnétorésistance.

Pour $B = 0$ on a à 0°K $\rho = \rho_0$

à T $\rho(T) = \rho_0 + \rho_{1t}$

Pour B on a à 0°K $\rho_0^B = \rho_0 [1 + F_\alpha(B/\rho_0)]$

à T $\rho^B(T) = (\rho_0 + \rho_{2t}) [1 + F_{\alpha+\alpha_t}(B/\rho_0 + \rho_{2t})]$

où $F(x)$ est la fonction de Kohler de la magnétorésistance qui dépend fortement du rapport α des courants de spin $\uparrow$ et de spin $\downarrow$ (voir chapitre VI). L'apport de résistivité ρ_{2t} modifie α et F .

On veut déterminer la résistivité en l'absence d'onde de spin ρ_{2t} en fonction de $\rho^B(T)$, il est clair que ρ_{2t} ne s'obtient pas simplement en soustrayant ρ_0^B de $\rho^B(T)$. Si on développe $\rho^B(T)$ au premier ordre en ρ_{2t}^2/ρ_0 et en $d\alpha$

$$\rho^B(T) = \rho_0^B + \rho_{2t} [1 + F(B/\rho_0) - B/\rho_0 F'(B/\rho_0)] + \rho_0 \frac{\partial F}{\partial \alpha} d\alpha$$

ou

$$d\alpha = \frac{\rho_{0\downarrow} + \rho_{\downarrow}^{(T)}}{\rho_{0\uparrow} + \rho_{\uparrow}^{(T)}} - \frac{\rho_{0\downarrow}}{\rho_{0\uparrow}} = \alpha \frac{(\mu - \alpha)(1 + \mu)}{(1 + \alpha)\mu} \frac{\rho_{2t}}{\rho_0} \text{ si } \mu = \frac{\rho_{\downarrow}(T)}{\rho_{\uparrow}(T)}$$

et $\alpha = \frac{\rho_{0\downarrow}}{\rho_{0\uparrow}}$

On a :

$$\rho^B(T) = \rho_0^B + \rho_{2t} \left[1 + F(B/\rho_0) - \frac{B}{\rho_0} F'(B/\rho_0) + \frac{\alpha(\mu - \alpha)(1 + \mu)}{(1 + \alpha)\mu} \frac{\partial F}{\partial \alpha} \right]$$

Pour l'alliage NiCo , à 80 kG, le rapport de magnétorésistance F est de l'ordre de l'unité et le coefficient de ρ_{2t} dans le développement de $\rho^B(T)$ peut être très différent de 1. L'imprécision sur ce coefficient, en particulier l'imprécision sur $\frac{\partial F}{\partial \alpha}$, ne permet pas de tirer des résultats une évaluation précise de ρ_{2t} . On peut cependant noter que l'on s'attendrait à une diminution beaucoup plus nette de la résistivité qu'on ne l'observe dans $\text{Ni Co (50\%)}$

Pour l'alliage Ni Cr , à 80 kG, le rapport de magnétorésistance F reste petit ($\sim 5\%$) et ρ_{2t} est alors approximativement $\rho^B(T) - \rho_0^B$. La baisse de 30% de $\rho(4,2^\circ\text{K}) - \rho(1^\circ\text{K})$ sous champ magnétique correspond bien à la contribution du terme en $\rho_{\uparrow\downarrow}$ pour 1/3 dans la variation de la résistivité avec la température (chapitre IV).

La vérification sur le seul alliage Ni Cr nous paraît insuffisante. Des mesures seraient nécessaires sur des alliages Ni Co , Ni Fe plus concentrés pour réduire le rapport B/ρ_0 et la magnétorésistance et déterminer sans ambiguïté la contribution du terme $\rho_{\uparrow\downarrow}$ à la résistivité.

C- INTERPRETATION DES VALEURS DE $\rho_{\uparrow}(T)$, $\rho_{\downarrow}(T)$ et $\mu = \rho_{\uparrow}(T)/\rho_{\downarrow}(T)$ POUR LE NICKEL.

1°) Evaluation de la contribution à $\rho_{\uparrow}(T)$ et $\rho_{\downarrow}(T)$ des collisions avec les ondes de spin.

Les collisions avec les ondes de spin contribuent à la fois à $\rho_{\uparrow\downarrow}$, $\rho_{\uparrow}$ et $\rho_{\downarrow}$. D'après les expressions (III.7), les résistivités $\rho_{\uparrow\downarrow}$, $\rho_{\uparrow}$ et $\rho_{\downarrow}$ associées aux diffusions $s\uparrow-s\downarrow$ dues aux magnons sont :

$$\rho_{\uparrow\downarrow} \sim b_{s\uparrow-s\downarrow} \sim \int d^3k_{\uparrow} d^3k'_{\downarrow} (\vec{k}_{\uparrow} \cdot \vec{u}) (\vec{k}'_{\downarrow} \cdot \vec{u}) P(\vec{k}_{\uparrow}, \vec{k}'_{\downarrow})$$

$$\rho_{\uparrow} = \rho_{\downarrow} \sim a_{s\uparrow-s\downarrow} \sim \int d^3k_{\uparrow} d^3k'_{\downarrow} [(\vec{k}_{\uparrow} - \vec{k}'_{\downarrow}) \cdot \vec{u}]^2 P(\vec{k}_{\uparrow}, \vec{k}'_{\downarrow})$$

où $\vec{k}_{\uparrow} - \vec{k}'_{\downarrow} = -\vec{q}$ (vecteur d'onde du magnon)

A basse température : $q \ll k_F$

$$\frac{\rho_{\uparrow}}{\rho_{\uparrow\downarrow}} = \frac{\rho_{\downarrow}}{\rho_{\uparrow\downarrow}} = \frac{q^2}{k_F^2}$$

On en déduit qu'au dessous de 100°K, la contribution de ce type de diffusion à $\rho_{\uparrow}$ et $\rho_{\downarrow}$ est inférieure à $\rho_{\uparrow\downarrow}/100 \approx 10^{-12} T^2 \Omega \cdot \text{cm}$. Nous concluons que ce type de diffusion, auquel de nombreux auteurs^(36,40,41) attribuaient le terme en T^2 dans la résistivité à basse température doit avoir en réalité une contribution négligeable à $\rho_{\uparrow}(T)$ et $\rho_{\downarrow}(T)$

Par contre il est bien entendu que ce type de diffusion $s\uparrow-s\downarrow$ peut contribuer à la résistivité totale par l'intermédiaire de $\rho_{\uparrow\downarrow}$ dans la mesure où les courants de spin $\uparrow$ et spin $\downarrow$ sont rendus différents par d'autres centres diffuseurs.

Une autre contribution aux résistivités $\rho_{\uparrow}$ et $\rho_{\downarrow}$ est celle des diffusions $s_{\sigma} \rightarrow d_{\sigma}$ dues aux magnons (diffusion de Goodings⁽⁴³⁾); d'après (III.11) cette contribution est proportionnelle à $(a_{s\sigma-d\sigma} + b_{s\sigma-d\sigma})$ et devrait être importante.

2°) Interprétation des valeurs de μ .

Nous rappelons nos résultats pour $\mu = \frac{\rho \uparrow(T)}{\rho \downarrow(T)}$

Basse température ($T < 40^\circ\text{K}$)	$\mu = 3 \pm 0,5$
11°K	$\mu = 5 \pm 1$
200°K	$\mu = 5 \pm 2$
300°K	$\mu = 4 \pm 2$

On peut déduire des valeurs de μ des indications sur l'importance des divers mécanismes possibles de diffusion : phonons, magnons (diffusion de Goodings⁽¹³⁾ collisions électron-électron (terme de Baber⁽³¹⁾)).

La diffusion par les phonons devrait donner des valeurs de μ très élevées (à cause de l'impossibilité de diffusion $s \uparrow + d \uparrow$); aussi la valeur $\mu = 3$ observée pour $T < 40^\circ\text{K}$ indique que les collisions électron-électron ou les collisions avec les magnons (terme de Goodings) ont une contribution importante à $\rho \uparrow(T)$ et $\rho \downarrow(T)$ à basse température.

Quand la température s'élève, la résistivité due aux phonons devient plus importante (loi en T^5) et le rapport μ augmente.

On s'attend à une baisse de μ à température élevée où les diffusions par les ondes de spin doivent devenir importantes.

Les résultats expérimentaux confirment cette variation de μ .

C H A P I T R E VI

MAGNETORESISTANCE

Résumé :

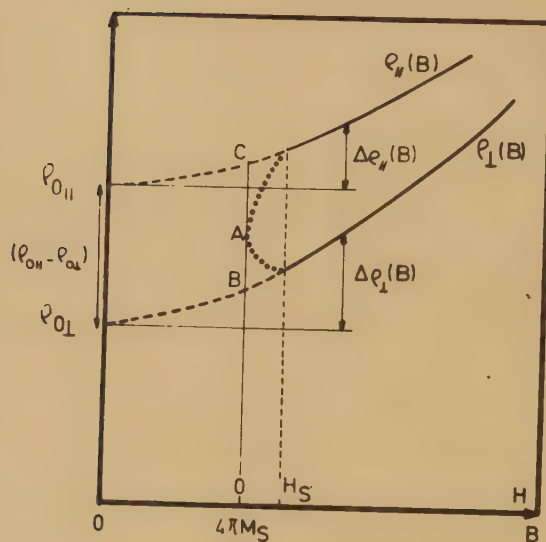
La magnétorésistance d'alliages dilués à base de nickel est beaucoup plus grande pour les alliages où le courant est principalement transporté par les électrons de spin $\uparrow$. Nous discutons l'origine de ce comportement.

Plan du chapitre :

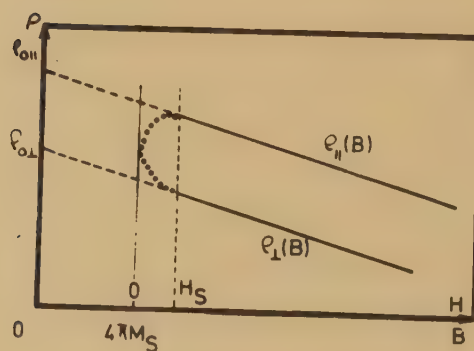
- A - Magnétorésistance et anisotropie spontanée de résistivité
- B - Magnétorésistance
- C - Magnétorésistance à 4,2°K d'échantillons de nickel contenant des impuretés de Co, Fe et Cr

Figure VI.1 - Variation de la résistivité d'un ferromagnétique en fonction de l'induction magnétique (schématique).

a) Basse température



b) Température élevée



CHAPITRE VI

MAGNETORESISTANCE

A - MAGNETORESISTANCE ET ANISOTROPIE SPONTANEE DE RESISTIVITE.

Pour comprendre l'effet d'un champ magnétique sur la résistivité des métaux ferromagnétiques il faut considérer qu'il existe deux types d'effets d'origine différente :

1°) l'effet direct du champ magnétique sur le mouvement des électrons de conduction, que nous appelons magnétorésistance et étudions dans ce chapitre; cet effet, analogue à la magnétorésistance habituelle des métaux non ferromagnétiques, est dû à l'action de la force de Lorentz sur le mouvement des électrons; nous verrons que, dans un ferromagnétique, c'est l'induction magnétique $\vec{B} = \vec{H} + 4 \pi \vec{M}$ qui intervient dans l'expression de la force de Lorentz.

2°) l'anisotropie spontanée de résistivité : dans un métal ferromagnétique, la résistivité dépend de la direction relative de l'aimantation et du courant; cet effet dépend seulement de l'aimantation, l'influence apparente du champ magnétique appliqué résulte uniquement du fait que le champ aimante le métal. L'anisotropie spontanée de résistivité du nickel sera étudiée au chapitre VII

On peut voir l'effet combiné de la magnétorésistance et de l'anisotropie spontanée de résistivité sur la figure VI.1 où nous avons tracé schématiquement la variation de la résistivité ρ d'un ferromagnétique en fonction de l'induction magnétique B.

- $\rho_{0//}$ et $\rho_{0\perp}$ sont les valeurs de la résistivité extrapolées jusqu'à

$B = 0$ pour l'aimantation $\vec{M}$ saturée et parallèle ou perpendiculaire au courant $\vec{I}$;
le rapport $\frac{\rho_{0//} - \rho_{0\perp}}{\rho_{0\perp}}$ est l'anisotropie spontanée de résistivité.

- les courbes $\rho(B)$ et $\rho(B)$ représentent la variation en fonction de B de la résistivité pour $\vec{B}$ et $\vec{M}$ parallèles et perpendiculaires à $\vec{I}$. En fait les parties en tirés des courbes sont fictives car B reste supérieur à $4\pi M_S$ (M_S est l'aimantation à saturation, $4\pi M_S = 6,4$ kG pour le nickel). On appelle rapports de magnétorésistance transversale et longitudinale les quantités

$$\frac{\rho_{\perp}(B) - \rho_{0\perp}}{\rho_{0\perp}} = \frac{\Delta\rho_{\perp}(B)}{\rho_{0\perp}} \text{ et } \frac{\rho_{//}(B) - \rho_{0//}}{\rho_{0//}} = \frac{\Delta\rho_{//}(B)}{\rho_{0//}}.$$

- la résistivité du métal désaimanté est représentée par le point A, c'est une valeur moyenne entre $\rho_{\perp}(4\pi M_S)$ et $\rho_{//}(4\pi M_S)$ (point B et C). Quand un champ magnétique parallèle (ou perpendiculaire) à $\vec{I}$ est appliqué, l'aimantation $\vec{M}$ et l'induction $\vec{B}$ deviennent progressivement parallèles (ou perpendiculaires) à $\vec{I}$ dans tout le métal et la résistivité rejoint $\rho_{//}(B)$ (ou $\rho_{\perp}(B)$); pour un champ appliqué supérieur au champ de saturation (3 kGaturent à 98% l'aimantation d'un échantillon de nickel polycristallin recuit) la variation de la résistivité est décrite par les courbes $\rho_{//}(B)$ et $\rho_{\perp}(B)$.

Remarque : D'autres contributions à la magnétorésistance existent à température élevée et deviennent très importantes à l'approche du point de Curie : pour le nickel et le fer ces contributions sont suffisamment importantes dès 300°K pour dominer la magnétorésistance décrite plus haut* et créer une "magnétorésistance négative" (Fig.VI.2). Cette "magnétorésistance négative" a deux origines : comme il a été indiqué au chapitre II des contributions importantes à la résistivité des ferromagnétiques à température élevée résultent :

i) du désordre de spin

ii) de la modification de la structure de bande qui

accompagne la diminution d'aimantation à l'approche du point de Curie. Il est clair que l'application d'un champ magnétique affaiblit les deux contributions et produit la "magnétorésistance négative" observée à température élevée.

* En fait la magnétorésistance due à la force de Lorentz est fonction du rapport B/ρ et devient très faible à température élevée (ρ grand).

Par la suite nous étudions principalement la magnétorésistance à très basse température et négligeons les deux contributions précédentes; en fait nous avons vu (chapitre V) que le désordre de spin (ondes de spin) contribue à la résistivité, même aux très basses températures mais cette contribution est beaucoup plus faible que celle des impuretés résiduelles; aussi la modification de la résistivité due aux ondes de spin par le champ magnétique est négligeable par rapport à la résistivité totale.

B - MAGNETORESISTANCE.

1°) Règle de Kohler.

En présence d'un champ magnétique, l'équation de Boltzmann s'écrit (notations classiques de Ziman⁽⁴⁶⁾):

$$- e \vec{E} \cdot \vec{V}_k \frac{\partial f_k^0}{\partial \vec{p}_k} = - \dot{f}_k \Big|_{\text{scatt.}} + \frac{e}{c\hbar} (\vec{V}_k \wedge \vec{H}) \cdot \text{grad } g(\vec{k})$$

$$\text{où } g(\vec{k}) = f_k - f_k^0$$

Dans l'hypothèse⁺ d'un temps de relaxation $\tau(\vec{k})$ on peut écrire :

$$- \dot{f}_k \Big|_{\text{scatt.}} = \frac{g(\vec{k})}{\tau(\vec{k})}$$

$$- e \vec{E} \cdot \vec{V}_k \frac{\partial f_k^0}{\partial \vec{p}_k} = \left[1 + \frac{e}{c\hbar} (\vec{V}_k \wedge \vec{H}) \cdot \tau(\vec{k}) \cdot \text{grad} \right] \frac{g(\vec{k})}{\tau(\vec{k})}$$

* On peut démontrer rigoureusement⁽⁴⁶⁾ l'existence d'un temps de relaxation $\tau(\vec{k})$ si les collisions sont élastiques; $\tau(\vec{k})$ existe donc quand la contribution principale à la résistivité est celle des impuretés.

On suppose que la concentration de centres diffuseurs (impuretés par exemple) est toujours suffisamment faible pour qu'un changement de concentration ne modifie pas sensiblement la structure électronique du métal.

Si on multiplie par n le nombre de centres diffuseurs sans changer leur type, la fonction $\frac{1}{\tau(\vec{k})}$ devient $\frac{n}{\tau(\vec{k})}$, l'équation de Boltzmann modifiée s'écrit :

$$-e \vec{E} \cdot \vec{v}_{\vec{k}} \frac{\partial f_{\vec{k}}^0}{\partial \epsilon_{\vec{k}}} = \left[1 + \frac{e}{c H} (\vec{v}_{\vec{k}} \wedge \frac{\vec{H}}{n} \tau(\vec{k})) \cdot \text{grad} \right] \frac{n g(\vec{k})}{\tau(\vec{k})}$$

Le champ H a le même effet pour une concentration n de centres diffuseurs que le champ H/n pour la concentration 1, on en déduit la règle de Kohler (61).

$$\frac{\Delta \rho(H)}{\rho_0} = F\left(\frac{H}{\rho_0}\right)$$

ρ_0 est la résistivité pour $H = 0$

$$\frac{\Delta \rho(H)}{\rho_0} \text{ est l'augmentation relative de résistivité}$$

La fonction $F(x)$ ou fonction de Kohler dépend de la forme de $\tau(\vec{k})$ donc du centre diffuseur.

La règle de Kohler permet de décrire par une loi unique la magnétorésistance d'échantillons de résistivités différentes. Elle est valable en principe quand le changement de résistivité est du uniquement au changement de la concentration de centres diffuseurs d'un même type. En fait pour la plupart des métaux, la fonction de Kohler dépend assez peu du centre diffuseur quand ce dernier est une impureté.

2°) Validité de la règle de Kohler dans le modèle de conduction à deux courants.

Dans un métal ferromagnétique à basse température, la conduction est par deux courants d'électrons de spin $\uparrow$ et de spin $\downarrow$ pour lesquels les temps de relaxation sont $\tau_{\uparrow}(\vec{k})$ et $\tau_{\downarrow}(\vec{k})$.

Si on modifie la concentration de l'impureté en solution (plus généralement du centre diffuseur) $\tau_{\uparrow}(\vec{k})$ et $\tau_{\downarrow}(\vec{k})$ sont multipliés par le même coefficient et la répartition de $\tau(\vec{k})$ sur l'ensemble des surfaces de Fermi n'est pas changé.

Si on remplace l'impureté en solution par une autre de rapport α différent, $\tau_{\uparrow}(\vec{k})$ et $\tau_{\downarrow}(\vec{k})$ sont multipliés par des coefficients différents et la répartition de $\tau(\vec{k})$ sur l'ensemble des surface de Fermi est changée.

On en déduit que la magnétorésistance d'échantillons contenant un même type d'impureté à différentes concentrations doit obéir à une règle de Kohler mais que la fonction de Kohler doit dépendre du rapport α de l'impureté.

Précisons les origines physiques possibles de la variation de la magnétorésistance avec le type de l'impureté :

i) Si le courant est presque entièrement transporté par les électrons de spin $\uparrow$ ($\alpha \gg 1$), la magnétorésistance est caractéristique de la demi-bande de spin $\uparrow$; pour $\alpha \ll 1$, la magnétorésistance ^{est} caractéristique de la demi-bande de spin $\downarrow$ et peut être nettement différente.

ii) Une bande de conduction d'électrons libres de temps de relaxation unique ne donne pas de magnétorésistance. Par contre il est bien connu ⁽⁴⁶⁾ que dans le cas de deux bandes d'électrons libres de temps de relaxation différents il apparait une magnétorésistance transversale qui dépend du rapport des mobilités des deux types de porteurs.

3°) Règle de Kohler pour un métal ferromagnétique.

Dans l'expression de la règle de Kohler pour un ferromagnétique

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = F\left(\frac{X}{\rho_0}\right)$$

un problème est de connaître $\vec{X}$, c'est à dire l'induction magnétique moyenne qui intervient dans l'expression de la force de Lorentz sur un électron de conduction. (le ferromagnétique est supposé aimanté à saturation)

L'observation de l'effet De Haas Van Alphen dans des métaux ferromagnétiques ⁽¹⁶⁾⁽⁶²⁾⁽⁶³⁾ a montré que les oscillations de D.H.V.A. sont périodiques

en $1/H + 4\pi M$, c'est à dire que $\vec{X}$ est juste l'induction magnétique $\vec{B} = \vec{H} + 4\pi\vec{M}$.

D'autre part l'étude de la magnétorésistance de métaux ferromagnétiques (52)(64) a montré que, dans le cas où il existe une règle de Kohler, l'induction B est la grandeur qui intervient dans l'expression de la fonction de Kohler.

Il est inattendu de trouver que la répartition spatiale des électrons de conduction par rapport aux porteurs magnétiques ne joue pas sensiblement et que - à la précision des mesures - $H + 4\pi M$ est la grandeur qui intervient dans l'interprétation de l'effet D.H.V.A. et de la magnétorésistance. On trouvera une discussion de ce problème dans la référence (65).

C - MAGNETORESISTANCE à 4,2°K d'ECHANTILLONS DE NICKEL CONTENANT DES IMPURETES de Co, Fe, Mn et Cr.

1°) Mesures.

La magnétorésistance est mesurée à 4,2°K $H < 75$ koe, sur des échantillons de nickel contenant de 50 à 30.000 p.p.m. d'impuretés; à 4,2°K la résistivité des phonons et des magnons est négligeable par rapport à celle des impuretés; la résistivité est proportionnelle à la concentration d'impuretés (à la précision des mesures de concentration).

La magnétorésistance transversale a été mesurée sur un très grand nombre d'échantillons; pour chaque type d'impureté, nous avons mesuré la magnétorésistance d'une série d'échantillons de concentrations diverses : par exemple nous disposons d'une série de 8 échantillons contenant Mn à des concentrations allant de 400 à 20.000 p.p.m., d'une série de 8 échantillons contenant Cr à des concentrations allant de 50 à 10.000 p.p.m. etc..

Nous avons aussi mesuré la magnétorésistance d'un échantillon contenant à la fois des impuretés de Cr et de Mn; les concentrations relatives étaient choisies pour que les courants de spin $\uparrow$ et de spin $\downarrow$ soient presque égaux

$$\alpha = \frac{\rho_{\uparrow Cr} + \rho_{\downarrow Mn}}{\rho_{\uparrow Cr} + \rho_{\downarrow Mn}} = 0,75).$$

Nous avons également mesuré la magnétorésistance transversale et longitudinale de certains échantillons à 4,2°K 77°K et 300°K pour $H < 15$ kG.

La résistivité des échantillons est mesurée en fonction du champ appliqué H ; les seules mesures qui nous intéressent sont celles à champ suffisamment fort pour que l'aimantation du nickel soit saturée : dans ces conditions l'aimantation $\vec{M}$ et l'induction $\vec{B}$ sont parallèles à $\vec{H}$ et ont pour valeurs respectives M_S et $H + 4\pi M_S^*$. Sur le schéma de la figure (VI,1) cela veut dire que nous ne nous intéressons pas au domaine $H < H_S$ dans lequel la variation de la résistivité est liée à la variation de l'aimantation (courbe en pointillé) mais au domaine $H > H_S$ où la variation de la résistivité (courbes en trait plein $\rho(B)$ et $\rho(B)$) est liée uniquement à la variation de l'induction magnétique.

Remarque sur la saturation de l'aimantation du nickel : l'approche de la saturation de l'aimantation d'un ferromagnétique polycristallin est décrite par une loi de la forme⁽⁶⁶⁾

$$M = M_S \left(1 - \frac{a}{H} - \frac{b}{H^2} \right)$$

où H est le champ appliqué, a est la dureté magnétique, dépendant des défauts et impuretés et b est un coefficient lié à l'anisotropie magneto-cristalline

($b = \frac{3}{105} \frac{K^2}{M_S}$ où K est la constante d'anisotropie).

A $4,2^\circ K$, pour un échantillon de nickel recuit et contenant environ 1% d'impuretés

$$a_{Ni} = 15 \text{ oe.} \quad (68)$$

A $4,2^\circ K$, d'après les valeurs de K et M_S ⁽⁶⁶⁾

$$b_{Ni} = 1,7 \cdot 10^5 \text{ oe.}$$

On en déduit que pour $H = 3000 \text{ oe.}$, l'aimantation est saturée à 98%, $4\pi M$ diffère de $4\pi M_S = 6400 \text{ g.}$ de 130 g. environ, B diffère de $H + 4\pi M_S = 9400 \text{ g.}$ de 130 g., l'erreur relative sur B est seulement de 1,4%.

L'erreur faite en supposant l'aimantation saturée pour $H > 3000 \text{ oe.}$ est négligeable.

* Dans cette expression H est le champ extérieur diminué du champ démagnétisant; les facteurs démagnétisants des échantillons sont calculés d'après les expressions générales de la référence⁽⁶⁷⁾.

2°) Résultats de magnétorésistance transversale.

La figure(VI.2) montre la variation de la résistivité ρ en fonction de l'induction B ($9 \text{ kG} < B < 80 \text{ kG}$) pour 2 échantillons de nickel contenant 2 concentrations différentes de Mn : on voit qu'une homothétie de centre O peut faire coïncider très exactement les 2 courbes.

Plus généralement on observe que les courbes $\rho(B)$ pour une série d'échantillons contenant un même type d'impureté peuvent coïncider par homothétie ; on en déduit (voir appendice D) que la magnétorésistance des échantillons de la série obéit à une règle de Kolher.

$$\frac{\Delta\rho(B)}{\rho_0} = F\left(\frac{B}{\rho_0}\right)$$

où ρ_0 est la résistivité pour $B = 0$ (la détermination de ρ_0 est expliquée dans l'appendice D). On ne peut trouver de règle de Kolher pour des échantillons de séries différentes.

La figure(VI.3) montre les fonctions de Kolher $F\left(\frac{B}{\rho_0}\right)$ pour quatre séries d'échantillons correspondant à quatre types d'impuretés - Co ($\frac{\rho_{\downarrow}}{\rho_{\uparrow}} = \alpha = 30$), Fe ($\alpha = 20$), Mn ($\alpha = 15$), Cr ($\alpha = 0,45$) - et pour un échantillon contenant à la fois Cr et Mn ($\alpha = 0,74$). Il apparaît que la magnétorésistance est une fonction rapidement croissante du rapport α du type de l'impureté. La comparaison avec les résultats pour le nickel pur ^(52 64) montre que la magnétorésistance du nickel pur est voisine de celle de la série Ni Cr et beaucoup plus faible que celle des séries Ni Fe et Ni Mn .

3°) Interprétation des résultats de magnétorésistance transversale.

Les expériences montrent :

a) la magnétorésistance transversale (m.t.) d'échantillons contenant un même type d'impureté obéit à une loi de Kohler. Cela indique que la magnétorésistance est du type habituel, due à l'effet de la force de Lorentz sur le mouvement des électrons de conduction. Une modification - sous l'action du champ magnétique - de la structure des impuretés et de leur résistivité résiduelle donnerait une variation $\Delta\rho(B)$ proportionnelle à ρ_0 , ce qui n'est pas observé.

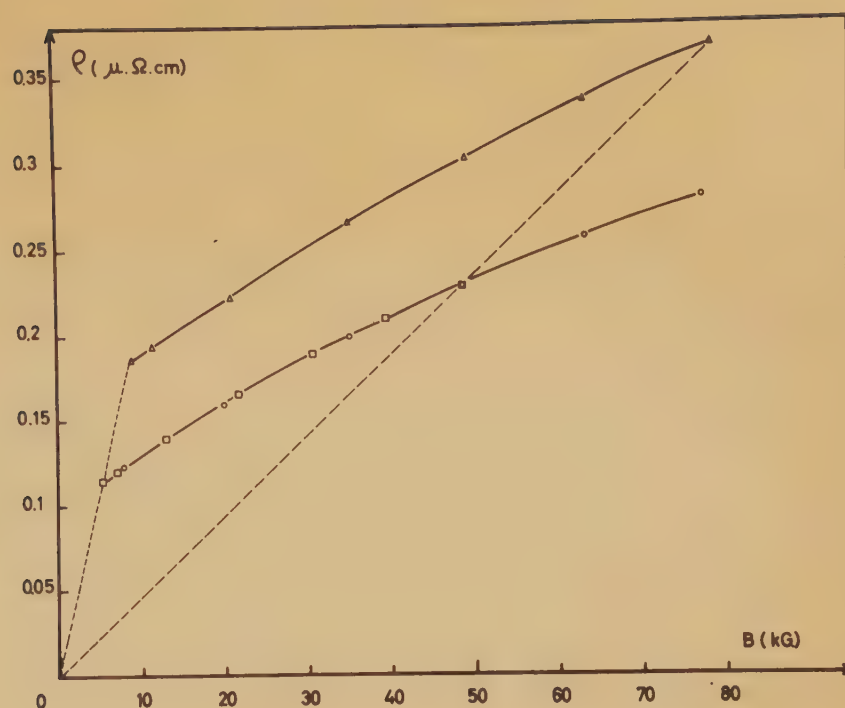


Figure VI.2 - Variation de la résistivité en fonction de l'induction magnétique pour 2 alliages Ni Mn à 0,2% (cercles) et 0,35% (triangles) de Mn. La courbe (carrés) déduite de $\rho(0,35\%)$ par une homotethie de centre 0, de rapport 0,6, coïncide avec $\rho(0,2\%)$.

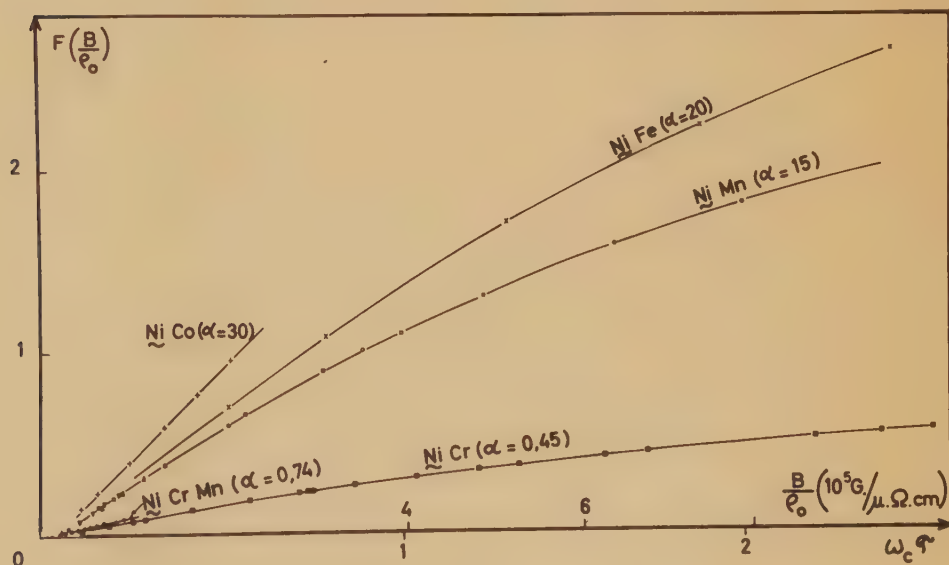


Figure VI.3 - Fonction de Kohler expérimentale de la magnéto-résistance transversale pour quatre séries d'échantillon de nickel contenant quatre types d'impuretés et un échantillon contenant Cr et Mn.

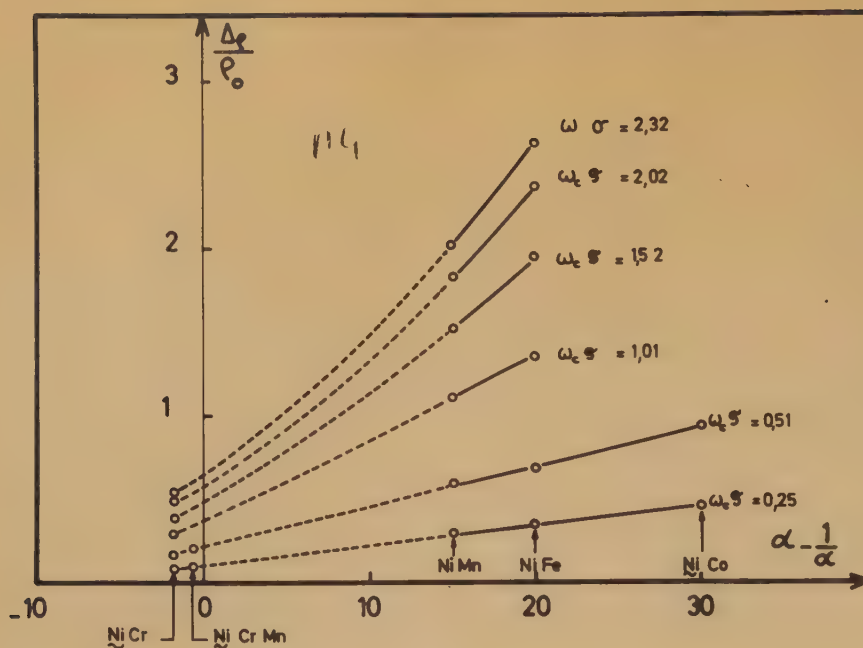


Figure VI.4 - Variation expérimentale de $\frac{\Delta\rho}{\rho_0}$ en fonction de $(\alpha - \frac{1}{\alpha})$. Chaque courbe correspond à une valeur donnée de $\omega_c \tau$ (ou B/ρ_0).

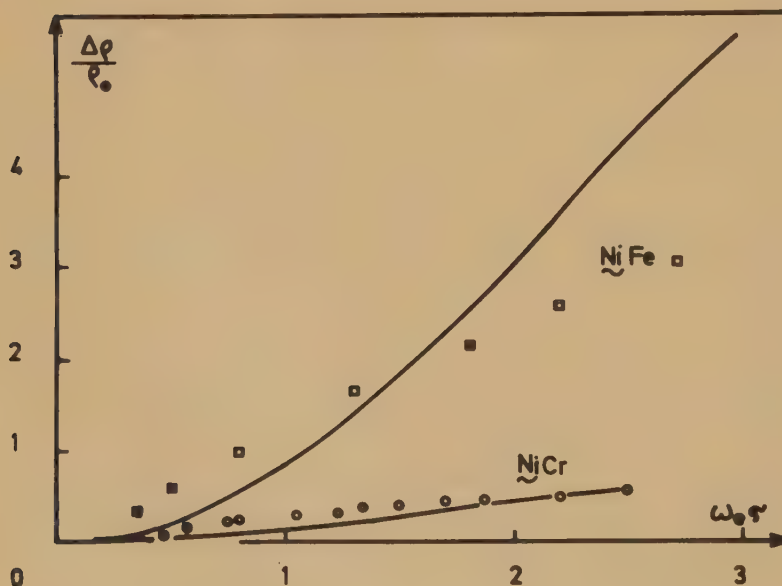


Figure VI.5 - Variation de $\frac{\Delta\rho}{\rho_0}$ en fonction de $\omega_c \tau$ calculée pour NiCr et NiFe dans un modèle où la demi bande $s\uparrow$ possède à moitié le caractère électron et à moitié le caractère trou. Les carrés et les cercles représentent les points expérimentaux.

b) la magnétorésistance transversale dépend fortement du rapport α de l'impureté dominante.

La façon la plus simple d'expliquer cette dépendance est de l'attribuer à la magnétorésistance qui apparaît quand 2 types de porteurs ont des mobilités différentes; si on suppose 2 demi bandes d'électrons $\text{spin}\uparrow$ et de $\text{spin}\downarrow$, contenant le même nombre d'électrons libres de temps de relaxation respectifs $\tau\uparrow$ et $\tau\downarrow$, le résultat classique pour ce type de magnétorésistance s'écrit⁽⁴⁶⁾:

$$\frac{\Delta\rho(B)}{\rho_0} = \frac{\tau\uparrow \tau\downarrow (\tau\uparrow - \tau\downarrow)^2 \omega_c^2}{(\tau\uparrow + \tau\downarrow)^2 + \tau\uparrow^2 \tau\downarrow^2 \omega_c^2}$$

soit

$$\frac{\Delta\rho(B)}{\rho_0} = \frac{\alpha(\alpha-1)(\omega_c \tau)^2}{(\alpha+1)^4 + 4\alpha^2(\omega_c \tau)^2}$$

où $\alpha' = \frac{\tau\uparrow}{\tau\downarrow}$, $\omega_c = \frac{eB}{mc}$ (fréquence cyclotron) et $\sigma = \sigma_{\uparrow} + \sigma_{\downarrow}$

$\omega_c \tau$ est proportionnel à B/ρ_0

Cette expression prédit une forte variation de $\frac{\Delta\rho(B)}{\rho_0}$ avec α , en particulier dans la limite $B \rightarrow \infty$

$$\frac{\Delta\rho(\infty)}{\rho_0} = \frac{(\alpha-1)^2}{4\alpha}$$

Cependant ce modèle - qui néglige les effets de magnétorésistance à l'intérieur d'une demi-bande - prédit que :

- i) $\frac{\Delta\rho(B)}{\rho_0} = 0$ pour $\alpha = 1$
- ii) $\frac{\Delta\rho(B)}{\rho_0}$ est identique pour α et $\alpha' = \frac{1}{\alpha}$

La figure (VI.4) montre la variation expérimentale de $\frac{\Delta\rho(B)}{\rho_0}$ en fonction de $(\alpha - \frac{1}{\alpha})$ pour quelques valeurs de $\omega_c \tau$ (ou B/ρ_0) : il apparaît que :

- i) $\frac{\Delta\rho(B)}{\rho_0}$ n'est pas nul pour $\alpha - \frac{1}{\alpha} = 0$

ii) la symétrie attendue n'existe pas. La magnétorésistance est beaucoup plus forte pour $\alpha > 1$ que pour $\alpha < 1$, c'est à dire quand le courant d'électrons de $\text{spin}\uparrow$ domine.

Les résultats s'interprètent donc beaucoup mieux si on suppose une "forte magnétorésistance pour la bande d'électrons de spin ↑". Par exemple on peut décrire cette situation de façon très simple (et très schématique) dans le modèle suivant : les électrons de spin ↓ sont des électrons libres, par contre la demi-bande de spin ↑ possède sur la surface de Fermi à moitié le caractère électron et à moitié le caractère trou*. La m. tr. calculée sur ce modèle varie fortement avec α mais est surtout importante quand le courant de spin ↑ est le plus important ($\alpha > 1$): la figure VI.5 montre dans le cas Ni Cr ($\alpha = 0,45$) et Ni Fe ($\alpha = 20$) l'assez bon accord avec l'expérience, à la fois pour la variation de $\frac{\Delta\rho(B)}{\rho_0}$ avec le type d'impureté et pour les valeurs numériques de $\frac{\Delta\rho(B)}{\rho_0}$.

4°) Interprétation des résultats de magnétorésistance longitudinale.

La figure VI.6⁽³⁸⁾ montre les fonctions de Kohler de la magnétorésistance longitudinale (m. lg.) à 4,2°K d'échantillons de nickel contenant des impuretés de Fe ($\alpha = 20$) ou de Cr ($\alpha = 0,45$). Il apparaît que la m. lg., comme la m.tr., dépend très fortement du rapport α caractéristique de l'impureté en solution. A fort champ la valeur limite de la m. lg. $\frac{\Delta\rho(B=\infty)}{\rho_0}$ est 18 fois plus grande pour Ni Fe ($\frac{\Delta\rho(\infty)}{\rho_0} = 9$) que pour Ni Cr ($\frac{\Delta\rho(\infty)}{\rho_0} = 0,5$).

* Cette conception de la surface de Fermi de spin ↑ ne prétend pas être réaliste; nous l'avons choisie seulement pour avoir un modèle simple où les électrons de spin ↑ ont une ^{plus} forte magnétorésistance que ceux de spin ↓.

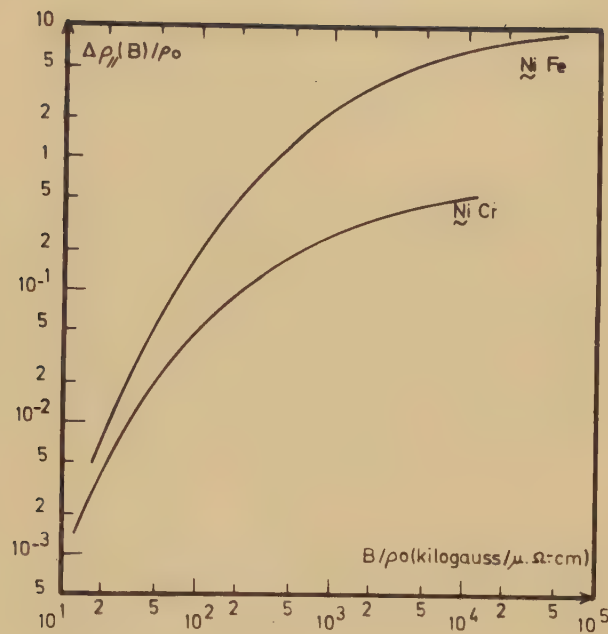


Figure VI.6 - Fonction de Kohler expérimentale de la magnétorésistance longitudinale d'échantillons $\sim \text{Ni Fe}$ et $\sim \text{Ni Cr}$ d'après Schwerer⁽³³⁾. Nos mesures sur quelques échantillons confirment ces résultats.

Pour expliquer cette énorme différence, il faut supposer une très forte magnétorésistance longitudinale pour les électrons de spin ↑ du Ni Fe.

On peut analyser de façon simple les résultats : l'effet principal d'un champ magnétique longitudinal est de faire que les électrons se déplacent sur une orbite de l'espace des k et "moyennent" les masses effectives et les temps de relaxation des diverses parties de l'orbite ⁽⁶⁹⁾, aussi on peut généralement négliger en champ longitudinal les composantes transverses du courant ⁽⁶⁹⁾

$$\begin{aligned} \text{On a} \quad \vec{I}_{\uparrow} &= \sigma_{\uparrow\parallel}(B) \vec{E} & (\vec{E} \text{ et } \vec{B} \text{ parallèles}) \\ \vec{I}_{\downarrow} &= \sigma_{\downarrow\parallel}(B) \vec{E} & - \quad - \\ \vec{I} &= [\sigma_{\uparrow\parallel}(B) + \sigma_{\downarrow\parallel}(B)] \vec{E} & - \quad - \end{aligned}$$

$$\rho(B) = \frac{\rho_{\uparrow\parallel}(B)\rho_{\downarrow\parallel}(B)}{\rho_{\uparrow\parallel}(B) + \rho_{\downarrow\parallel}(B)}, \quad \rho_0 = \frac{\rho_{0\uparrow} \rho_{0\downarrow}}{\rho_{0\uparrow} + \rho_{0\downarrow}}, \quad \frac{\rho_{0\downarrow}}{\rho_{0\uparrow}} = \alpha$$

Pour retrouver à l'aide de ces expressions les valeurs expérimentales de la m. lg. pour Ni Cr et Ni Fe, il faut supposer une m. lg. relativement faible pour les électrons de spin ↓ ($\frac{\rho_{\downarrow\parallel}(\infty) - \rho_{0\downarrow}}{\rho_{0\downarrow}} \approx 0,5$) mais très forte pour les électrons de spin ↑ du Ni Fe ($\frac{\rho_{\uparrow\parallel}(\infty) - \rho_{0\uparrow}}{\rho_{0\uparrow}} \approx 14$)*

Une m.lg. aussi gigantesque pour les électrons de spin ↑ est surprenante : une des plus fortes m. lg. observées dans les métaux est celle du cuivre pour lequel $\frac{\Delta\rho(\infty)}{\rho_0} \approx 0,5$ seulement.

* par exemple pour un alliage Ni Fe ($\alpha = 20$) on a

$$\rho_{0\uparrow} = 1, \quad \rho_{0\downarrow} = 20, \quad \rho_0 = 0,95$$

$$\rho_{\uparrow}(\infty) = 15, \quad \rho_{\downarrow}(\infty) = 30, \quad \rho(\infty) = 10 \text{ soit } \frac{\rho(\infty) - \rho_0}{\rho_0} = 9,5$$

$$(\text{valeur expérimentale}) \frac{\rho(\infty) - \rho_0}{\rho_0} \approx 9$$

5°) Discussion.

Les résultats des mesures de m. lg. indiquent une m. lg. très forte pour les électrons de spin ↑ de Ni Fe :

$$\frac{\Delta\rho_{\uparrow}(\infty)}{\rho_{\uparrow}^0} \approx 14$$

De même on observe* une très forte m. tr. pour les alliages Ni Co , Ni Fe Ni Co où le courant est presque entièrement transporté par les électrons de spin ↑ (comme il est normal la m. tr. est encore plus forte que la m. lg.)

Le problème essentiel est d'expliquer cette magnétorésistance très forte des électrons de spin ↑.

Il est plus simple de considérer la m. lg : l'augmentation de résistivité en champ longitudinal est due principalement au fait que l'électron "moyenne" les masses effectives et les temps de relaxation de l'orbite qu'il décrit. On peut montrer facilement que la contribution des électrons d'une orbite à la conductivité est approximativement**

i) pour $B = 0$, proportionnelle à $\langle \tau(\vec{k}) v_F(\vec{k}) \rangle$ où le symbole $\langle \rangle$ signifie valeur moyenne sur l'orbite et $v_F(\vec{k})$ est le module de la vitesse d'un électron de la surface de Fermi.

ii) pour $B = \infty$ (saturation) proportionnelle à $1 / \left\langle \frac{1}{\tau(\vec{k}) v_F(\vec{k})} \right\rangle$

* La magnétorésistance transversale dépend de la variation avec B d'éléments diagonaux et non diagonaux du tenseur de conductivité des électrons de spin ↑ et de spin ↓ aussi, on ne peut tirer qu'une information qualitative des mesures de magnétorésistance (sans mesures simultanées d'effet Hall).

** On néglige les effets liés à la géométrie de la surface de Fermi dont la contribution à la magnétorésistance longitudinale est toujours faible.

La variation de la conductivité avec B dépend de la répartition de $\tau(\vec{k})$ et $v_F(\vec{k})$ sur l'orbite : plus précisément l'existence de très faibles valeurs de $\tau(\vec{k})$ ou $v_F(\vec{k})$ localisées sur certaines parties de l'orbite affecte peu $\rho(B=0)$ mais augmente beaucoup $\rho(B=\infty)$.

Cependant une répartition non uniforme de $v_F(\vec{k})$ sur une surface de Fermi très anisotrope ne conduit jamais à une m. lg. très élevée : la valeur maximum de la m. lg. est de 50% pour le cuivre dont la surface de Fermi est très anisotrope et est peu différente d'ailleurs de la surface de Fermi de spin $\uparrow$ du nickel. On peut en conclure que c'est la répartition de $\tau(\vec{k})$ sur la surface de Fermi de spin $\uparrow$ du nickel qui est très anisotrope.

Dugdale et Frick⁽⁷⁰⁾ ont mis en évidence de telles anisotropies de $\tau(\vec{k})$ sur la surface de Fermi de Cu et Ag : ainsi les impuretés de métaux de transition dans Cu diffusent fortement les électrons (s) de la surface de Fermi situés dans la direction 110 et pour lesquels l'hybridation avec des états d est importante. Toutefois l'interprétation de nos résultats exige une anisotropie beaucoup plus importante que celles observée dans Cu et Ag⁽⁷⁰⁾.

Une autre explication de l'anisotropie nous paraît probable : elle est basée sur l'existence sur la surface de Fermi des électrons s de spin $\uparrow$ de régions où le couplage spin orbite introduit un mélange important d'états de spin $\uparrow$ et où le temps de relaxation est beaucoup plus faible (si $\alpha \gg 1$). L'existence de telles régions sur la surface de Fermi de spin $\uparrow$ a déjà été proposée pour l'interprétation de résultats d'effet de Haas Van Alphen dans le nickel.^(13,63) Au voisinage du point M du segment ΓX de la zone de Brillouin (Figure II.5) le couplage spin-orbite lève la dégénérescence accidentelle entre les bandes $s\uparrow$ et $d\uparrow$ et peut mélanger une forte proportion d'états $d\uparrow$ aux états de la demi-bande $s\uparrow$. Cette hybridation introduit sur la surface de Fermi de spin $\uparrow$ 6 régions de masse effective élevée (et donc de $v_F(\vec{k})$ petit) et surtout de temps de relaxation $\tau(\vec{k})$ beaucoup plus grand que sur les autres portions de la surface de Fermi, si $\alpha \gg 1$.

En l'absence de champ magnétique, les électrons des régions de mélange de spin (r.m.s) contribuent peu à la conductivité du métal mais la conductivité des autres électrons n'est pas affectée.

En présence de champ magnétique, une proportion importante des orbites traversent au moins une fois une r.m.s. et la conductivité est diminuée.

On peut évaluer grossièrement la diminution de conductivité pour les électrons d'une orbite donnée : on appelle P la proportion de l'orbite située dans une r.m.s., τ et v_F , $\alpha'\tau$ et βv_F les temps de relaxation et les vitesses au niveau de Fermi en un point quelconque et dans une r.m.s. Pour $B = 0$ $\sigma \approx \tau v_F (1-P) \approx \tau v_F$

$$\text{Pour } B = \infty \quad \sigma = \frac{1}{\frac{1-P}{\tau v_F} + \frac{P \alpha' \beta}{\tau v_F}} = \frac{\tau v_F}{P(\alpha' \beta - 1) + 1}$$

$$\frac{\rho(\infty)}{\rho(0)} = \frac{\sigma(0)}{\sigma(\infty)} = 1 + P \alpha' \beta$$

Pour l'alliage Ni Fe ($\alpha = 20$) on peut avoir $\alpha' = 15$, $\beta = 4$, $P = 0,2$

et $\frac{\rho(\infty)}{\rho(0)} = 12$. On ne peut évaluer plus précisément les valeurs de α' , β , P mais il est possible que α' soit plus élevé et même supérieur à α étant donné que les états d'une r.m.s. ont non seulement un caractère $\uparrow$ mais aussi un caractère $\downarrow$ important (pour des impuretés de métal de transition il est connu que $V_{sd} < V_{dd}$ ^(24,2)). Ainsi il est raisonnable de penser que ce mécanisme peut expliquer la valeur

$$\frac{\Delta\rho_{\uparrow}(\infty)}{\rho_{0\uparrow}} = 14 \text{ pour les électrons de spin } \uparrow \text{ de } \text{Ni Fe}.$$

On peut aussi envisager la possibilité de rupture magnétique ("magnetic breakdown") dans une r.m.s. l'électron passant d'une orbite de la surface de Fermi de spin $\uparrow$ à celle de spin $\downarrow$. Une transition vers une orbite de la bande $d\uparrow$ limite le temps de relaxation à q/ω_c où q est la probabilité de rupture magnétique par tour d'orbite; cela conduisant à une magnétorésistance longitudinale sans saturation, ce qui n'est pas observé. Une transition vers une orbite de la bande de conduction de spin $\downarrow$ équivaut à une collision avec renversement de spin et conduisant à une valeur de $\frac{\Delta\rho}{\rho_0}$ trop faible ($\frac{\Delta\rho(\infty)}{\rho_0} \approx \frac{(\alpha-1)^2}{4\alpha}$); de plus il semble que l'hybridation des demi bandes $s\uparrow$ et $s\downarrow$ par le couplage spin orbite soit très faible.

Remarque : La constante d'effet Hall ordinaire du nickel à basse température doit aussi dépendre de l'impureté en solution.

Dans un modèle à deux courant la constante d'effet Hall R s'exprime à bas champ ($\omega_c \tau \ll 1$) de façon simple :

$$R = \frac{R_{\uparrow} \sigma_{\uparrow}^2 + R_{\downarrow} \sigma_{\downarrow}^2}{(\sigma_{\uparrow} + \sigma_{\downarrow})^2} = \frac{\alpha^2 R_{\uparrow} + R_{\downarrow}}{(\alpha+1)^2}$$

où $\sigma_{\uparrow}$ et $\sigma_{\downarrow}$, $R_{\uparrow}$ et $R_{\downarrow}$ sont les conductivités et les constantes d'effet Hall ordinaire pour les demi bandes de conduction de spin $\uparrow$ et de spin $\downarrow$ et où $\alpha = \frac{\sigma_{\uparrow}}{\sigma_{\downarrow}} = \frac{\rho_{\downarrow}}{\rho_{\uparrow}}$.

Des mesures ⁽⁷¹⁾ d'effet Hall ordinaire sur des échantillons de nickel contenant des impuretés de Fe ($\alpha = 20$) et de Co ($\alpha = 30$) ont pu être interprétées sur ce modèle ⁽⁷²⁾ : il apparaît que l'alliage de Fe ou Co au nickel fait passer R de $-0,5 \cdot 10^{-2}$ m³/As à une valeur proche de zéro; on en déduit que la constante d'effet Hall à bas champ des électrons de spin $\uparrow$, $R_{\uparrow}$, est voisine de zéro ou encore que la moyenne de $\sigma^2(\vec{k}) v_F^2(\vec{k}) (\frac{1}{\rho_1(\vec{k})} + \frac{1}{\rho_2(\vec{k})})$ ⁽⁷⁰⁾ est voisine de zéro

($\rho_1(\vec{k})$ et $\rho_2(\vec{k})$ sont les rayons de courbure principaux de la surface de Fermi au point $\vec{k}$). Pour expliquer ce résultat il faut supposer une surface de Fermi de spin $\uparrow$ assez différente de celle habituellement admise pour le nickel. Toutefois des mesures d'effet Hall sur des échantillons moins concentrés en Co et Fe et à plus fort champ sont nécessaires pour obtenir une information plus détaillée sur la surface de Fermi et une comparaison plus précise avec nos résultats de magnétorésistance.

6°) Conclusions.

Notre premier résultat est de mettre en évidence que la magnétorésistance (transversale et longitudinale) du nickel à basse température dépend fortement du type de l'impureté en solution. L'étude de la magnétorésistance à basse température de monocristaux de nickel ayant été une méthode importante d'étude de la surface de Fermi ⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾, il serait utile de refaire cette étude sur des monocristaux dont l'impureté résiduelle est connue : selon le type de l'impureté, on devrait obtenir des informations sur la surface de Fermi $s^{\uparrow}$ ($\alpha > 1$) ou $s^{\downarrow}$ ($\alpha < 1$).

La variation de la magnétorésistance avec le type de l'impureté a pu être expliqué par une forte magnétorésistance des électrons de spin $\uparrow$ des alliages Ni Co, Ni Fe, Ni Mn; cette forte magnétorésistance semble due à l'existence sur la surface de Fermi de spin $\uparrow$ de zones à forte hybridation avec des états de spin $\downarrow$. L'étude de la magnétorésistance de monocristaux contenant des impuretés de Co, Ni, Mn devrait permettre de montrer pour quelle direction de l'induction $\vec{B}$, la magnétorésistance est la plus forte et de séparer la contribution des zones à mélange de spin de la surface de Fermi de spin $\uparrow$ d'autres contribution (existence d'orbitales ouvertes, etc..)

C H A P I T R E VII

ANISOTROPIE SPONTANEE DE LA RESISTIVITE

Résumé :

L'anisotropie spontanée de la résistivité d'alliages dilués à base de nickel dépend fortement du rapport des courants d'électrons de spin $\uparrow$ et de spin $\downarrow$. Nous montrons que les résultats peuvent s'expliquer par un transfert de résistivité d'un courant à l'autre dû au couplage spin-orbite.

Plan du chapitre :

- A - Introduction
- B - Modèle pour l'anisotropie spontanée de la résistivité dans le nickel
- C - Résultats expérimentaux
- D - Discussion

C H A P I T R E V I I

ANISOTROPIE SPONTANEE DE LA RESISTIVITE DU NICKEL

A - INTRODUCTION

La résistivité d'un métal ferromagnétique dépend de l'orientation relative de l'aimantation $\vec{M}$ et du courant $\vec{I}$. L'anisotropie spontanée de la résistivité est définie comme le rapport
 $\frac{\rho_{0||} - \rho_{0\perp}}{\rho_{0\perp}}$ où $\rho_{0||}$ et $\rho_{0\perp}$ sont les résistivités pour $\vec{M}$ parallèle et
perpendiculaire à $\vec{I}$ et pour $\vec{B}=0$ (les résistivités $\rho_{0||}$ et $\rho_{0\perp}$ ont été
définies plus précisément au paragraphe (VI.A) et sur la figure (VI.1)).

Pour expliquer l'anisotropie spontanée de la résistivité, il a été proposé plusieurs mécanismes⁽³⁾⁽⁷³⁾⁽⁷⁴⁾ dans lesquels la direction de l'aimantation intervient par l'intermédiaire du couplage spin-orbite. En particulier Smit⁽³⁾ propose (pour le nickel) l'interprétation suivante : le couplage spin-orbite mélangé aux états $d\uparrow$ du niveau de Fermi des états $d\uparrow$; il en résulte pour les électrons de conduction de spin $\uparrow$ la possibilité d'être diffusés sans spin-flip vers des états d et une augmentation de la résistivité ; d'après Smit, l'anisotropie du mélange introduit par le couplage spin-orbite peut expliquer l'anisotropie de la résistivité.

Nous montrerons au paragraphe B qu'un modèle simple basé sur la "conduction par deux courants" et le mécanisme de Smit prévoit à basse température une anisotropie proportionnelle à $(\alpha-1)$ où α est le rapport des courants d'électrons de spin $\uparrow$ et de spin $\downarrow$.

Au paragraphe C, nous présenterons des résultats de mesures d'anisotropie spontanée sur des échantillons contenant des impuretés de rapport α connu, résultats qui confirment notre modèle.

B - MODELE POUR L'ANISOTROPIE SPONTANEE DE LA RESISTIVITE DANS LE NICKEL

1°) Mélange d $\uparrow$ -d $\downarrow$

Nous suivons essentiellement l'argument de Smit⁽³⁾.

Nous prenons un modèle de liaisons fortes pour la bande d et nous supposons qu'il y a un champ d'échange H_Z^e mais pas de champ cristallin ; aussi, en l'absence de couplage spin-orbite, les 5 états d d'une direction de spin ont des densités d'états égales et la répartition spatiale des fonctions atomiques.

Le couplage spin-orbite s'écrit :

$$H_{S.O.} = A \vec{L} \cdot \vec{S} = A \left[L_Z S_Z + \frac{1}{2} (L_+ S_- + L_- S_+) \right]$$

où A est petit par rapport à H_Z^e .

Le premier terme lève la dégénérescence des états d d'une direction de spin mais ne mélange pas des états de spin différent , nous le négligeons ici.

Le troisième terme mélange des d états $\phi/m\uparrow$ aux états $\phi/m\downarrow$ (m = 2, 1, 0, -1, -2). Le calcul de perturbation donne :

$$\psi|2\downarrow\rangle = (1-\epsilon^2/2)\phi|2\downarrow\rangle + \epsilon\phi|1\downarrow\rangle$$

$$\psi|1\downarrow\rangle = (1-3/4\epsilon^2)\phi|1\downarrow\rangle + \sqrt{3/2} \epsilon\phi|0\downarrow\rangle$$

$$\psi|0\downarrow\rangle = (1-3/4\epsilon^2)\phi|0\downarrow\rangle + \sqrt{3/2} \epsilon\phi|-1\downarrow\rangle$$

$$\psi|-1\downarrow\rangle = (1-\epsilon^2/2)\phi|-1\downarrow\rangle + \epsilon\phi|-2\downarrow\rangle$$

$$\psi|-2\downarrow\rangle = \phi|-2\downarrow\rangle$$

$$\text{où } \epsilon = A/H_Z^e$$

(VII.1)

Si nous supposons que les fonctions d'onde des électrons s sont des fonctions d'ondes planes et que le potentiel de diffusion s-d est de symétrie sphérique, le calcul des probabilités de transitions pour les électrons de vecteurs d'onde $\vec{k}$ est simple. On peut voir par exemple que l'état e^{ikz} peut seulement être diffusé dans l'état $m = 0$ ($m_z = 0$) et l'état e^{ikx} dans l'état $m_x = 0$ ou encore les états $m_z = 0$ et $m_z = \pm 2$, avec des coefficients appropriés dans chaque cas.

On calcule facilement à partir des équations (VII.1) les probabilités de transition des électrons $k_z \uparrow$, $(k_x \uparrow)$, $(k_z \downarrow)$, $(k_x \downarrow)$ et les résistivités correspondantes* :

$$\begin{aligned} \rho(k_z \uparrow)_{s-d} &= 3/2 \epsilon^2 \rho' \\ \rho(k_x \uparrow)_{s-d} &= 3/4 \epsilon^2 \rho' \\ \rho(k_z \downarrow)_{s-d} &= (1 - 3/2 \epsilon^2) \rho' \\ \rho(k_x \downarrow)_{s-d} &= (1 - 3/4 \epsilon^2) \rho' \end{aligned} \tag{VII.2}$$

où ρ' est la résistivité due à la diffusion s-d pour les électrons de spin $\uparrow$ en l'absence de couplage spin-orbite.

Ce calcul est évidemment beaucoup trop simplifié mais montre la propriété essentielle du mécanisme : une partie de la résisti-

* On suppose que la résistivité pour un courant $\vec{I}$ est proportionnelle à la probabilité de transition vers un état d d'une onde plane e avec $\vec{k}$ parallèle à $\vec{I}$, ce qui n'est pas tout à fait exact mais ne modifie pas beaucoup les résultats.

tivité $\rho_{s-d\downarrow}$ est transférée à $\rho_{\uparrow}$, cet effet étant à peu près deux fois plus grand pour les électrons qui se déplacent parallèlement à l'aimantation que pour ceux qui se déplacent perpendiculairement à elle.

2°) Effet sur la résistivité

Nous supposons que la résistivité $\rho_{\downarrow}$ est entièrement due à la diffusion s-d. Cette hypothèse ne serait pas justifiée dans un nickel très pur à basse température où la diffusion de Baber est relativement importante; par contre dans le cas d'alliages dilués où la diffusion dominante est par les impuretés à basse température et les phonons à température élevée, la contribution de la diffusion s-s à la résistivité est quelques dizaines de fois plus petite que celle de la diffusion s-d.

D'après les équations (VII.2), on peut écrire :

$$\begin{aligned}\rho_{\parallel\uparrow} &= \rho_{\perp\uparrow} + \gamma \rho_{\perp\downarrow} \\ \rho_{\parallel\downarrow} &= (1 - \gamma) \rho_{\perp\downarrow}\end{aligned}\tag{VII.3}$$

où γ est une constante indépendante du processus de diffusion et lié au mélange $d\uparrow-d\downarrow$. Même si le calcul du paragraphe précédent est grossier, il justifie cette forme des relations (VII.3) et donne l'estimation :

$$\gamma \approx 3/4 \epsilon^2 = 3/4 \left(\frac{A}{H_Z^e} \right)^2 \tag{VII.4}$$

Nous supposons aussi que le terme de mélange $\rho_{\uparrow\downarrow}$ n'est pas affecté par le couplage spin-orbite (en effet $\rho_{\uparrow\downarrow}$ résulte de transitions $s\uparrow-s\downarrow$), soit :

$$\rho_{\parallel\uparrow\uparrow} = \rho_{\perp\uparrow\uparrow} = \rho_{\uparrow\uparrow} \tag{VII.5}$$

En portant (VII.3) et (VII.5) dans l'expression de la résistivité ($\rho = \frac{\rho_{\uparrow\downarrow} + \rho_{\uparrow\downarrow}(\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow})}{\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow} + 4\rho_{\uparrow\downarrow}}$) on trouve :

$$\frac{\rho_{||} - \rho_{\perp}}{\rho_{\perp}} = \frac{\gamma \rho_{\downarrow}(\rho_{\downarrow} - \rho_{\uparrow})}{\rho_{\uparrow}\rho_{\downarrow} + \rho_{\uparrow\downarrow}(\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow})} \quad (\text{VII.6})$$

En particulier, à basse température ($\rho_{\uparrow\downarrow} \ll \rho_{\uparrow}, \rho_{\downarrow}$)

$$\frac{\rho_{||} - \rho_{\perp}}{\rho_{\perp}} = (\alpha - 1)\gamma \quad (\text{VII.7})$$

Ces expressions prévoient le comportement suivant pour $\frac{\rho_{||} - \rho_{\perp}}{\rho_{\perp}}$:

"1) à basse température $\frac{\rho_{||} - \rho_{\perp}}{\rho_{\perp}}$ devrait être proportionnel à la quantité $(\alpha - 1)$ caractéristique de l'impureté en solution et indépendant de la concentration d'impureté.

"2) Si la température s'élève, les valeurs de $\frac{\rho_{||} - \rho_{\perp}}{\rho_{\perp}}$ pour des alliages dilués tendent vers celles du métal pur d'autant plus vite que les résistivités résiduelles sont petites et les concentrations faibles. Par ailleurs la présence du terme $\rho_{\uparrow\downarrow}$ indique que la différence entre $\rho_{||}$ et $\rho_{\perp}$ doit disparaître à température suffisamment élevée pour que $\rho_{\uparrow\downarrow}$ devienne le terme le plus important.

C - RESULTATS EXPERIMENTAUX

1°) Mesures

L'anisotropie spontanée de résistivité a été mesurée pour des échantillons de nickel, contenant des impuretés de Co, Fe, Mn, Cr à des concentrations comprises entre 400 et 30.000 p.p.m., à 4,2°K, 77°K et 300°K.

La résistivité des échantillons est mesurée en champ longitudinal et transversal de 3 à 15 kœ (on sait que l'aimantation est saturée à 98 % pour $H = 3 \text{ kœ}$).

La variation de la résistivité en fonction de l'induction magnétique pour 3 échantillons contenant des impuretés de Mn est représentée sur la figure (VII.1).

Le premier problème est de séparer l'anisotropie spontanée de résistivité de l'effet direct du champ magnétique ou magnétorésistance. La combinaison des deux effets a été expliquée au paragraphe (VI.1) et montrée schématiquement sur la figure (VI.1) ; il apparaît nettement sur les courbes expérimentales de la figure (VII.1) il est clair qu'il faut extrapoler les courbes expérimentales jusqu'à $B = 0$. En pratique c'est une petite correction (courbes du haut sur la figure VII.1) pour les échantillons suffisamment concentrés en impuretés ($\rho > 1 \mu\Omega\text{.cm}$).

Pour les échantillons de très faible concentration (courbe du bas sur la figure VII.1) la magnétorésistance est importante mais on peut déterminer les valeurs de la résistivité pour $B = 0$ si on connaît la loi de Kohler dans un domaine de B/ρ_0 suffisamment étendu vers les faibles valeurs.

Remarque : Nos résultats ont été complétés par ceux de Van Elst⁽⁷⁵⁾ concernant des alliages malheureusement très concentrés.

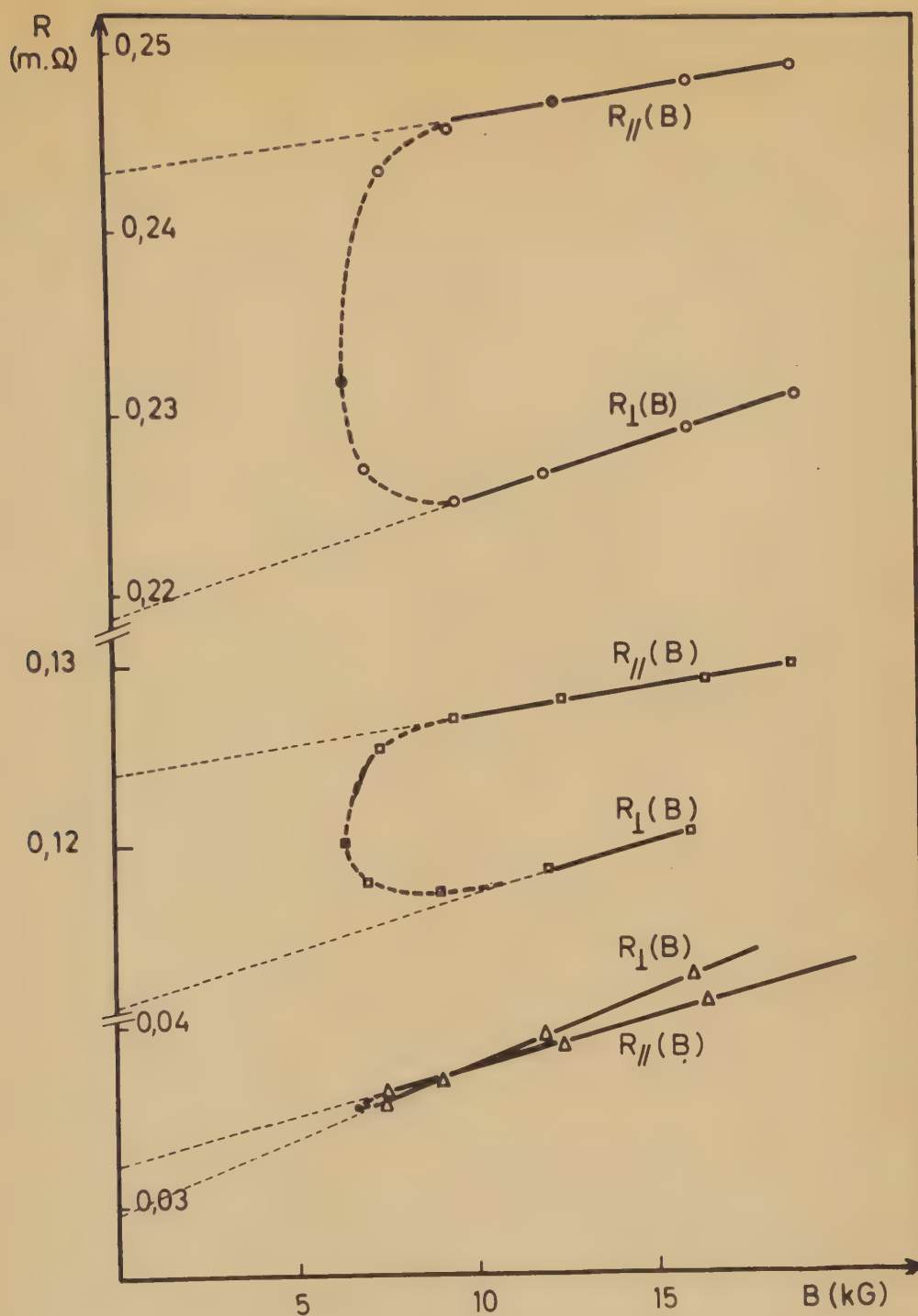


Figure VII.1 - Variation de la résistance en champ transverse et longitudinal pour 3 échantillons contenant des impuretés de Mn à des concentrations différentes.

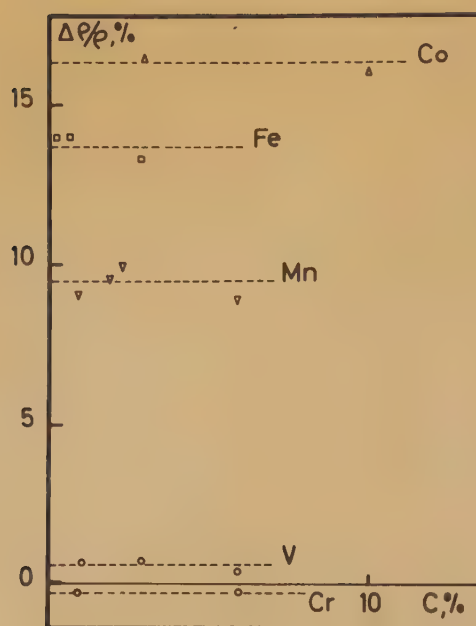


Figure VII.2 - Valeurs expérimentales à 4,2°K de

$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\rho_{\alpha} - \rho_1}{\rho_1}$ en fonction de la concentration d'impuretés pour des impuretés de métaux de la première série de transition.

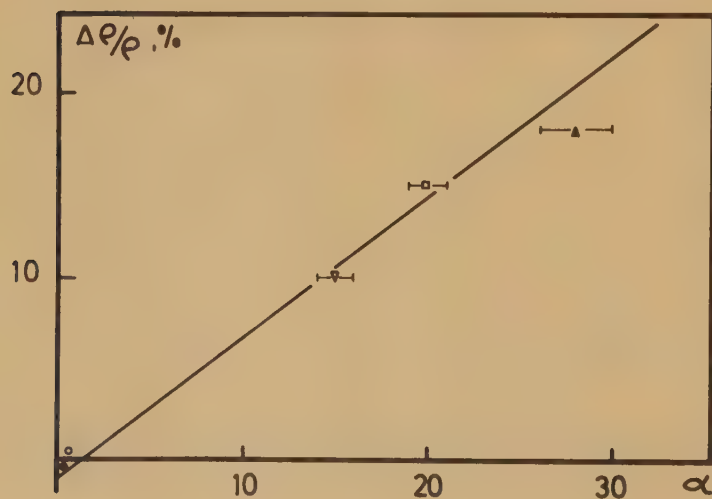


Figure VII.3 - Variation expérimentale de $\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\rho_{\alpha} - \rho_1}{\rho_1}$ à 4,2°K en fonction de α. La ligne droite correspond à $\frac{\Delta\rho}{\rho} = 0,0075 (\alpha - 1)$.

2°) Résultats

i) La figure (VII.2) présente les résultats à 4,2°K pour NiCo , NiFe , NiMn , NiV en fonction de la concentration et montre que la prédiction d'un $\frac{\rho_{||} - \rho_{\perp}}{\rho_{\perp}}$ indépendant de la concentration est essentiellement correcte.

La prédiction n'est pas tout à fait suivie aux fortes concentrations ($c > 10\%$), où des effets d'interaction entre impuretés doivent commencer à apparaître, et, de façon plus surprenante, aux faibles concentrations ($c < 0,1\%$) : la cause en est peut-être que l'extrapolation jusqu'à $B = 0$ introduit une erreur systématique ou que la combinaison de l'anisotropie spontanée et de la magnétorésistance complique le problème.

ii) Le tableau suivant permet de comparer les valeurs expérimentales de $\frac{\rho_{||} - \rho_{\perp}}{\rho_{\perp}}$ à 4,2°K avec les valeurs de la quantité $(\alpha-1)$ caractéristique de l'impureté en solution.

Impureté	Co	Fe	Mn	Cr	V
$(\alpha-1)$	29	19	14	- 0,55	- 0,35
$\frac{\rho_{ } - \rho_{\perp}}{\rho_{\perp}}$	16,5%	13,5%	9,5%	- 0,28%	0,6%

La figure (VII.3) montre la variation de $\frac{\rho_{||} - \rho_{\perp}}{\rho_{\perp}}$ en fonction de α . L'accord avec la formule (VII.7)

$$\frac{\rho_{||} - \rho_{\perp}}{\rho_{\perp}} = (\alpha-1)\gamma$$

est excellent (sauf pour des impuretés de vanadium) ; en particulier

$\frac{\rho_{||} - \rho_{\perp}}{\rho_{\perp}}$ devient négatif pour NiCr ($\alpha = 0,45$, $\alpha-1 = -0,55$). La valeur de γ qui rend l'accord optimum est

$$\gamma \approx 0,0075$$

iii) L'expérience vérifie que, si la température s'élève, l'anisotropie spontanée $\frac{\rho_{||} - \rho_{\perp}}{\rho_{\perp}}$ d'un alliage tend vers celle du nickel pur d'autant plus vite que l'alliage est moins concentré.

Exemple :

pour NiMn à 2% de Mn, $\frac{\rho_{||} - \rho_{\perp}}{\rho_{\perp}}$ vaut 9,5% à 4,2°K, 8,6% à 77°K, 3,6 % à 293°K.

Pour NiMn à 1% de Mn, $\frac{\rho_{||} - \rho_{\perp}}{\rho_{\perp}}$ vaut 9,5% à 4,2°K, 7,2% à 77°K, 2,5% à 293°K.

Pour du nickel pur, $\frac{\rho_{||} - \rho_{\perp}}{\rho_{\perp}}$ vaut environ 2,2% à 77°K et 293°K.

$$\text{La formule (IV.6) : } \frac{\rho_{||} - \rho_{\perp}}{\rho_{\perp}} = \frac{\gamma \rho_{\downarrow} (\rho_{\downarrow} - \rho_{\uparrow})}{\rho_{\uparrow} \rho_{\downarrow} + \rho_{\uparrow \downarrow} (\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow})}$$

permet de prévoir correctement la variation de $\frac{\rho_{||} - \rho_{\perp}}{\rho_{\perp}}$ avec T pour les divers alliages que nous avons étudiés.

Les figures (VII.4) et (VII.5) permettent de voir l'excellent accord des résultats expérimentaux et des valeurs calculées avec les valeurs des paramètres :

$$\mu = \frac{\rho_{\downarrow}(T)}{\rho_{\uparrow}(T)} = 5, \quad \rho_{\uparrow \downarrow} = 0,33 \mu\Omega \cdot \text{cm à } 77^\circ\text{K}, \quad \rho_{\uparrow \downarrow} = 3 \mu\Omega \cdot \text{cm à } 293^\circ\text{K et } \gamma = 0,0075.$$

La valeur de μ qui permet cet accord est pratiquement celle déterminée au chapitre IV mais les valeurs de $\rho_{\uparrow \downarrow}(T)$ sont environ 3 fois plus faibles que celles déduites des mesures de résistivité à température élevée.

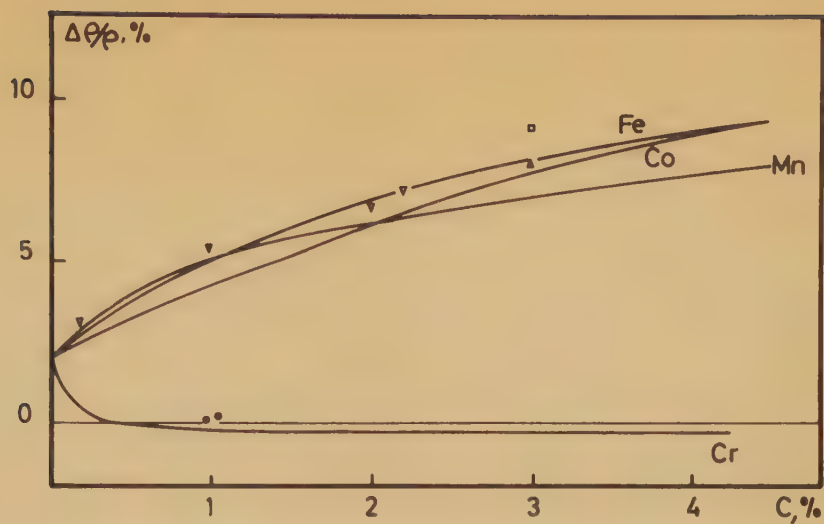


Figure VII.4 - Résultats expérimentaux et courbes calculées
pour $\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\rho_{\text{c}} - \rho_{\text{f}}}{\rho_{\text{f}}}$ à 77°K.

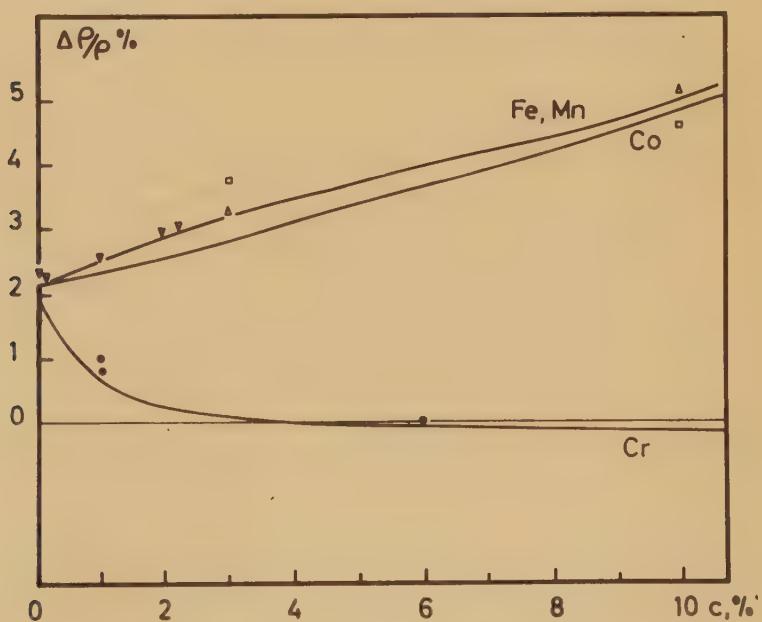


Figure VII.5 - Résultats expérimentaux et courbes calculées
pour $\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\rho_{\text{c}} - \rho_{\text{f}}}{\rho_{\text{f}}}$ à 293°K.

L'incertitude reste grande sur les valeurs de $\rho_{\uparrow\downarrow}(T)$ à la température ambiante, toutefois les mesures de l'anisotropie confirment que $\rho_{\uparrow\downarrow}(T)$ est de l'ordre de grandeur de $\rho_{\uparrow}(T)$, $\rho_{\downarrow}(T)$ à 300°K et même sans doute nettement inférieur à $\rho_{\downarrow}(T)$.

Notons que l'anisotropie spontanée de la résistivité résulte de l'existence de 2 courants différents d'électrons de spin $\uparrow$ et de spin $\downarrow$ et devrait disparaître complètement si $\rho_{\uparrow\downarrow}$ devient beaucoup plus grand que $\rho_{\uparrow}$ et $\rho_{\downarrow}$. Il existe justement des mesures de l'anisotropie spontanée de la résistivité du nickel pur entre 0°C et le point de Curie 357°C (H.H.Potter⁽⁷⁶⁾ 1931) : ces mesures montrent que l'anisotropie baisse rapidement et disparaît au voisinage de 280°C. Il semble donc que, vers 280°C, $\rho_{\uparrow\downarrow}$ devient beaucoup plus grand que $\rho_{\uparrow}$ et $\rho_{\downarrow}$ et que les 2 courants sont alors complètement mélangés.

D - DISCUSSION

i) Les formules (VII.6) et (VII.7) prédisent correctement la variation de $\frac{\rho_{11} - \rho_{\perp}}{\rho_{\perp}}$ avec la nature de l'impureté, la concentration et la température. Cet accord confirme essentiellement que l'anisotropie de la résistivité est due à un transfert de résistivité entre les courants $\uparrow$ et $\downarrow$ par le couplage spin-orbite.

ii) Un calcul précis de la résistivité transférée par le couplage spin-orbite d'un courant à l'autre devrait être basé sur une description des fonctions d'onde de la bande d plus réaliste que celle du paragraphe B. On peut montrer que l'anisotropie devrait être sensible à la densité relative des états de symétrie Γ_3 et Γ_5 au niveau de Fermi. Il est possible également que le mélange d'états d des deux directions du spin ne soit pas la seule origine du transfert de résistivité et que le mélange d'états de spin $\downarrow$ aux états de la bande $s\uparrow$ puisse aussi jouer un rôle.

iii) Le calcul simple, exposé au paragraphe B, et qui suppose des densités d'états égales pour les 5 sous-bandes $d\uparrow$ au niveau de Fermi, permet cependant de prévoir le bon ordre de grandeur de l'anisotropie.

$$\text{Ce calcul prédit : } \gamma = 3/4 \epsilon^2 = 3/4 \left(\frac{A}{H_Z^e} \right)^2.$$

On peut évaluer A/H_Z^e à partir du rapport gyromagnétique du nickel. Le terme $AL_Z S_Z$ du couplage spin-orbite change les populations relatives des différents sous-niveaux m de la bande d :

$$\langle L_Z \rangle \approx \sum_m L_Z^2 \frac{A}{2E} = \frac{5A}{E}$$

où E est la largeur de la bande d

$$\frac{\langle L_Z \rangle}{\langle S_Z \rangle} \approx 10 \frac{A}{E} \approx \epsilon \quad (\text{en effet } H_Z^e \approx E/10)$$

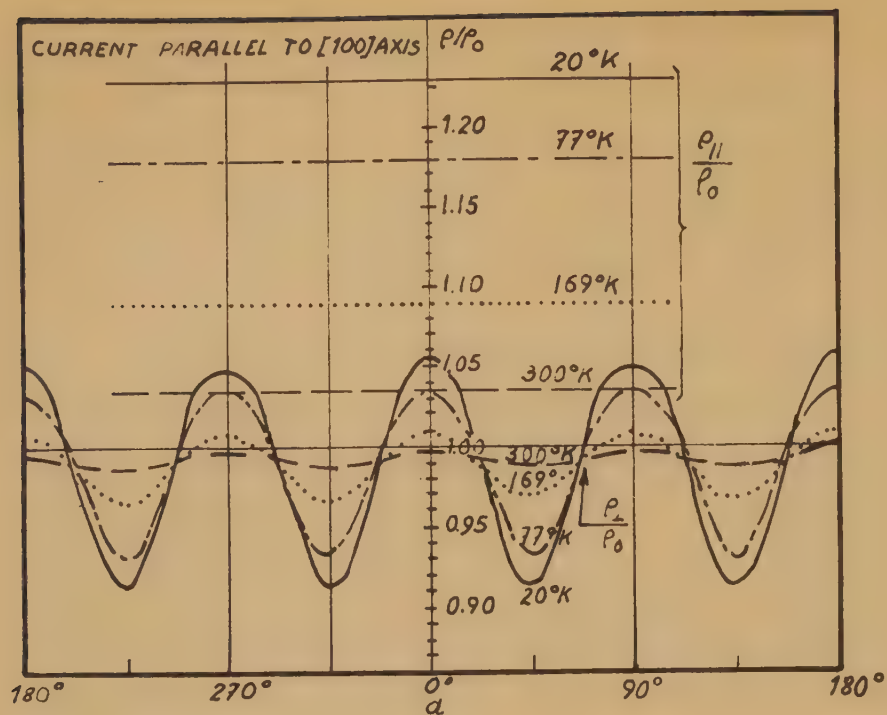


Figure VII.6 - D'après Berger (78), variation de la résistivité ($\rho_{\perp}$) d'un cristal de permalloy selon l'axe (1,0,0) quand l'aimantation tourne dans le plan (1,0,0). $\rho_{||}$ est la résistivité pour l'aimantation parallèle à (1,0,0).

$$g' = 2(1 - \frac{\langle L_z \rangle}{\langle S_z \rangle}) = 1,83 \text{ pour le nickel}^{(77)}$$

ce qui donne l'estimation : $\gamma = \frac{3\varepsilon^2}{L} \approx 0,0075$. C'est, par chance, juste la valeur nécessaire pour expliquer les résultats expérimentaux. Les valeurs atomiques du couplage spin-orbite donnent par contre à γ une valeur 3 fois trop élevée.

iiii) Des mesures de l'anisotropie spontanée de la résistivité ont été faites sur des monocristaux de nickel ou de permalloy (78); elles montrent que $\frac{\rho_{11} - \rho_{\perp}}{\rho_{\perp}}$ dépend de l'orientation de l'aimantation par rapport aux axes cristallins. Par exemple, la figure (VII.6) montre, quand l'aimantation pivote dans le plan (00,1), la variation de la résistivité selon l'axe 001($\rho_{\perp}$).

Ce type de mesures, sur des monocristaux de nickel contenant des impuretés de rapport α connu, devraient donner des informations plus précises sur le rôle du couplage spin-orbite.

iiii) Influence du couplage spin-orbite sur le rapport α des impuretés. L'effet du couplage spin-orbite équivaut à un transfert de résistivité de $\rho_{\uparrow}$ à $\rho_{\downarrow}$; ainsi une partie de la résistivité $\rho_{\uparrow}$ est due à des diffusions vers des états de la bande $d\downarrow$.

Plus précisément, 0,75 % à 1,5 % de $\rho_{\downarrow}$, selon la direction du courant par rapport à l'aimantation, est transférée à $\rho_{\uparrow}$. Pour une impureté de cobalt dans le nickel, $\rho_{0\downarrow}$ vaut 30 $\rho_{0\uparrow}$ et la résistivité transférée vaut en moyenne 1/3 $\rho_{0\uparrow}$. Ainsi, pour une impureté de cobalt, 2/3 de $\rho_{0\uparrow}$ est dû à des transitions s-s, 1/3 environ à des transitions vers des états de la bande $d\downarrow$. La diffusion s-s est donc encore moins importante que ne le laissent prévoir les valeurs des rapports α .

L'effet du couplage spin-orbite doit être plus fort pour des impuretés des 2^{ème} et 3^{ème} séries de transition et une forte

contribution à $\rho_{\uparrow}$ doit alors venir de la diffusion $s\uparrow-d\downarrow$. Cela peut expliquer les valeurs peu élevées de α observées pour les impuretés de la 3^{ème} série⁽⁵⁸⁾. Par ailleurs, l'effet du couplage spin-orbite dépend de l'orientation du courant par rapport à l'aimantation et on devrait s'attendre à des valeurs de α anisotropes.

CONCLUSIONS

Nous voudrions avoir montré qu'il est essentiel-pour comprendre les propriétés de transport électrique dans les métaux de transition ferromagnétiques - de considérer l'existence de deux courants distincts d'électrons de spin $\uparrow$ et de spin $\downarrow$. Ainsi la contribution importante des ondes de spin à la résistivité ou encore l'anisotropie spontanée de la résistivité résultant de l'existence de valeurs différentes pour les deux courants.

L'analyse des propriétés de transport sur un modèle à deux courants donne une information plus précise sur le métal : résistivité résiduelle d'impuretés $\rho_{0\uparrow}$ et $\rho_{0\downarrow}$, résistivités de la matrice $\rho_{\uparrow}(T)$ et $\rho_{\downarrow}(T)$, pouvoirs thermoélectriques $S_{\uparrow}$ et $S_{\downarrow}$, sans doute constantes d'effet Hall $R_{\uparrow}$ et $R_{\downarrow}$ etc... La méthode générale pour cette analyse consiste à jouer sur l'importance relative des deux courants par le choix de l'impureté en solution.

A basse température le modèle a pu être assez bien précisé; le terme de mélange $\rho_{\uparrow\downarrow}$ a été mis en évidence sans ambiguïté et attribué aux magnons; toutefois la variation de $\rho_{\uparrow\downarrow}$ aux très basses températures n'est pas encore bien comprise.

Nous n'avons pas approfondi l'étude de la conduction à température élevée; à la température ambiante on sait cependant que le terme de mélange est moins fort que prévu et que les courants $\uparrow$ et $\downarrow$ restent distincts (tout au moins dans le nickel); il serait intéressant de suivre l'évolution de la conduction par deux courants aux températures plus élevées et d'analyser ainsi plus précisément les mécanismes de diffusion.

Par ailleurs notre modèle semble pouvoir être très utile pour comprendre les propriétés galvanomagnétiques des ferromagnétiques : déjà la magnétorésistance et l'anisotropie spontanée de la résistivité sont apparues nettement dépendantes du rapport des deux courants et ont pu être expliquées en partie; le rôle du couplage spin-orbite a été mis en évidence et des expériences sur des monocristaux

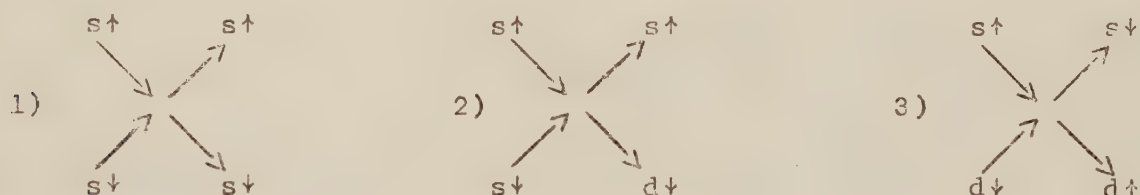
devraient permettre de le préciser. Il y a encore dans ce domaine de nombreux problèmes à débroussailler, notamment parmi les propriétés galvanomagnétiques "extraordinaires" :

Notons finalement que notre modèle a pu être précisé principalement grâce aux résultats sur les alliages de nickel; nos résultats sur les alliages de fer sont plus flous et nous pensons que le modèle est sans doute un peu simpliste pour la conduction dans le fer. Le modèle devrait pouvoir être appliqué à d'autres métaux ferromagnétiques; la résistivité d'alliages à base de cobalt a été étudiée à l'Institut de Physique de Strasbourg par Loegel⁽⁶⁾ et a pu être très bien analysée sur un modèle à deux courants.

A P P E N D I C E A

CONTRIBUTION DES COLLISIONS $s\uparrow-s\downarrow$ AU TERME DE MELANGE $\rho_{\uparrow\downarrow}$

Nous voulons traiter l'effet des collisions entre électrons dans le modèle à deux courants ; en fait nous sommes surtout intéressés de savoir si des collisions entre électrons $s\uparrow$ et $s\downarrow$ peuvent contribuer au mélange des courants $s\uparrow$ et $s\downarrow$; pour qu'il y ait transfert de courant entre les demi-bandes $s\uparrow$ et $s\downarrow$ dans une collisions $\vec{k}, \vec{k}' \rightarrow \vec{k}+\vec{p}, \vec{k}'-\vec{p}$, il faut qu'au moins un des états initiaux soit un état $s\uparrow$ et un des états finaux un état $s\downarrow$ (ou l'inverse). Les types de collisions qui contribuent au mélange sont donc les suivantes :



Les collisions du 3^{ème} type peuvent être décrites comme des collisions avec des magnons et leur effet est traité au chapitre V.

Nous évaluons d'abord l'effet des collisions du 1^{er} type ; leur contribution aux termes de collisions de l'équation de Boltzmann associé à la bande s s'écrit⁽⁴⁶⁾ :

$$\left[\frac{\partial f_{\uparrow}(\vec{k})}{\partial t} \right] = - \frac{1}{k_B T} \sum_{\vec{k}_1} \sum_{\vec{p}} \left[\phi_{\uparrow}(\vec{k}) + \phi_{\downarrow}(\vec{k}_1) - \phi_{\uparrow}(\vec{k}') - \phi_{\downarrow}(\vec{k}'_1) \right] P_{\vec{k}, \vec{k}_1}^{\vec{k}', \vec{k}'_1}$$

où

$$\begin{aligned} \vec{k}' &= \vec{k} + \vec{p} \\ \vec{k}'_1 &= \vec{k}_1 - \vec{p} \\ \phi_{\sigma}(\vec{k}) \frac{\partial f_{\vec{k}}^0}{\partial E} &= f_{\vec{k}}^0 - f_{\sigma}(\vec{k}) \end{aligned}$$

Pour une solution du type $\phi_{\sigma}(\vec{k}) = \alpha_{\sigma} \vec{k} \cdot \vec{u}$ ($\vec{u} = \frac{\vec{k} + \vec{k}_1}{2k_1}$) :

$$\left[\frac{\partial f_{\uparrow}(\vec{k})}{\partial t} \right] = - \frac{1}{k_B T} \sum_{\vec{k}_1, \vec{p}} (\alpha_{\uparrow} - \alpha_{\downarrow}) \vec{p} \cdot \vec{u} P_{\vec{k}, \vec{k}_1}^{\vec{k}', \vec{k}_1'}$$

Nous supposons que les électrons $s\uparrow$ et $s\downarrow$ sont des électrons libres et interagissent par l'intermédiaire d'un potentiel de Coulomb écranté du type $\frac{e^2}{r} e^{-qr}$. Les probabilités de collisions sont calculées dans l'approximation de Born.

$$P_{\vec{k}, \vec{k}_1}^{\vec{k}', \vec{k}_1'} = \frac{2\pi}{V} f^0(k) f^0(k_1) [1 - f^0(k')] [1 - f^0(k_1')] Q_{\vec{k}, \vec{k}_1}^{\vec{k}', \vec{k}_1'} \delta \left[\frac{V^2}{2m} (k^2 + k_1^2 - k'^2 - k_1'^2) \right]$$

avec
$$Q_{\vec{k}, \vec{k}_1}^{\vec{k}', \vec{k}_1'} = \left[\frac{4\pi e^2}{V} \frac{1}{p^2 + q^2} \right]^2$$

En effectuant les intégrations sur la surface de Fermi, on trouve :

$$\left[\frac{\partial f_{\uparrow}(\vec{k})}{\partial t} \right] = - (\alpha_{\uparrow} - \alpha_{\downarrow}) \vec{k} \cdot \vec{u} \frac{\pi m^2 e^4}{32 V^5 k_F^2} \left(\frac{T}{T_F} \right)^2 \left[\frac{k_F}{q} \text{Arctg} \frac{2k_F}{q} - \frac{2k_F^2}{q^2 + 4k_F^2} \right]$$

ou encore
$$\left[\frac{\partial f_{\uparrow}(\vec{k})}{\partial t} \right] = - \frac{f_{\uparrow}(\vec{k}) - f_k^0}{\tau_{\uparrow\downarrow}}$$

avec
$$\frac{1}{\tau_{\uparrow\downarrow}} = \frac{\pi e^4 m}{32 V^3} \left[\frac{2k_F}{q} \text{Arctg} \frac{2k_F}{q} - \frac{4k_F^2}{q^2 + 4k_F^2} \right] \left(\frac{T}{T_F} \right)^2$$

Avec les valeurs de k_F correspondant aux électrons du nickel ou du fer et les valeurs de q de l'approximation de Thomas-Fermi linéaire, on trouve $\tau_{\uparrow\downarrow} \approx \frac{10^{-6}}{T^2}$ ($\tau_{\uparrow\downarrow}$ en secondes, T en $^{\circ}K$)

ou
$$\rho_{\uparrow\downarrow} \approx 10^{-13} T^2 \Omega \cdot \text{cm}$$

Ce résultat pour $\rho_{\uparrow\downarrow}$ est mille fois trop faible pour expliquer les valeurs expérimentales de $\rho_{\uparrow\downarrow}$ dans Ni et Fe. On peut critiquer l'emploi de l'approximation de Born pour traiter des interactions fortes et il est probable en effet que cette approximation surestime le terme $\rho_{\uparrow\downarrow}$. Un calcul d'Abrahams⁽⁵⁵⁾, utilisant une méthode d'ondes partielles et le potentiel d'interaction électron-électron de Pines⁽⁵⁶⁾, permet en effet de trouver un temps de relaxation environ quatre fois plus long et une contribution encore plus négligeable au mélange des courants.

Les collisions du 2^{ème} type ($s\uparrow, s\downarrow \rightarrow s\uparrow, d\downarrow$) donnent certainement une contribution 5 à 10 fois plus forte au mélange des deux courants, étant donné la forte densité d'états $n_d(E_F)$; cette contribution reste toutefois beaucoup trop faible pour expliquer les résultats expérimentaux.

Si, comme nous l'avons montré, les collisions électron-électron contribuent de façon négligeable à $\rho_{\uparrow\downarrow}$, par contre il est bien connu qu'elles peuvent contribuer à la résistivité de chacun des courants ($\rho_{\uparrow}$ et $\rho_{\downarrow}$) ; l'effet le plus important est celui des collisions du type $(s_{\sigma}, d_{\sigma'}) \rightarrow (s_{\sigma}, d_{\sigma'})$ (diffusion de Baber⁽³¹⁾) ou encore $(s_{\sigma}, d_{\sigma'}) \rightarrow (d_{\sigma}, d_{\sigma'})$, où des états d interviennent 2 ou 3 fois ; aussi leur contribution à $\rho_{\uparrow}$ et $\rho_{\downarrow}$ peut être environ 100 ou 1000 fois plus forte que la contribution à $\rho_{\uparrow\downarrow}$ des collisions $s\uparrow-s\downarrow$ calculée plus haut.

Nous concluons que la contribution des collisions électron-électron peut être importante pour $\rho_{\uparrow}$ et $\rho_{\downarrow}$ (principalement à basse température) mais est certainement négligeable pour $\rho_{\uparrow\downarrow}$.

N.B. : L'analyse de l'effet des collisions électron-électron, que nous avons présentée dans cet appendice, est la synthèse de notre travail et de celui de E.Daniel et A.Bouquard de l'Institut de Physique de Strasbourg qui ont étudié le problème parallèlement. Je remercie sincèrement le Professeur E.Daniel et le Docteur A.Bouquard de m'avoir associé à leur publication⁽⁵⁷⁾.

A P P E N D I C E B

EXTENSION DU MODELE A DEUX COURANTS AU CAS OU LA CONTRIBUTION DES ELECTRONS d A LA CONDUCTION N'EST PAS NEGLIGEABLE

Nous reprenons les calculs du chapitre III au système d'équations (III.6) qui permet de déterminer les quantités η_i :

$$\chi_i = \eta_i \left[a_{ii} + \sum_{j \neq i} (a_{ij} + b_{ij}) \right] - \sum_{j \neq i} \eta_j b_{ij}$$

$$\text{ou } \vec{\chi} = |M| \vec{\eta}$$

Le cas étudié est celui de la conduction dans le nickel et nous considérons 3 bandes : $s\uparrow(i=1)$, $s\downarrow(i=2)$, $d\uparrow(i=3)$; la masse effective moyenne m_d de la bande 3 est cependant supposée nettement supérieure à celle m_s des bandes 1 et 2. Nous limitons le calcul à l'étude de la conduction à basse température : les collisions avec renversement du spin sont donc supposées beaucoup moins fréquentes que les collisions sans renversement du spin sur les impuretés. Nous écrivons :

$$|M| = |M_0| + |dM|$$

où $|M_0|$ contient les termes correspondant aux transitions sans renversement du spin (diffusion par les impuretés, les phonons) et $|dM|$ les termes correspondant aux transitions avec renversement du spin (termes a_{12} , b_{12} , a_{13} , b_{13}). De même nous écrivons : $\rho = \rho_0 + d\rho$, où $d\rho$ est du premier ordre par rapport aux termes a_{12} , b_{12} , a_{13} , b_{13} .

$$|M_0| = \begin{vmatrix} a_{11} & 0 & 0 \\ 0 & a_{22} + c_{23} & -b_{23} \\ 0 & -b_{23} & a_{33} + c_{23} \end{vmatrix}$$

$$|dM| = \begin{vmatrix} c_{12}+c_{13} & -b_{12} & -b_{13} \\ -b_{12} & c_{12} & 0 \\ -b_{13} & 0 & c_{13} \end{vmatrix}$$

où $c_{ij} = a_{ij} + b_{ij}$

La résistivité est donnée par l'expression :

$$1/\rho = \sigma = \sum_{ij} \chi_i (M^{-1})_{ij} \chi_j$$

où $|M^{-1}| = |M_0^{-1}| + |M_0^{-1}| \times |dM| \times |M_0^{-1}| + \dots$ (B.1)

a) Calcul de ρ_0

$$|M_0^{-1}| = \begin{vmatrix} A_{11} & 0 & 0 \\ 0 & A_{22} & A_{23} \\ 0 & A_{23} & A_{33} \end{vmatrix}$$

où $A_{11} = \frac{1}{a_{11}}$, $A_{22} = \frac{a_{33}+c_{23}}{\Delta}$, $A_{33} = \frac{a_{22}+c_{23}}{\Delta}$,

$A_{23} = \frac{b_{23}}{\Delta}$ et $\Delta = (a_{22}+c_{23})(a_{33}+c_{23}) - b_{23}^2$

$$\frac{1}{\rho_0} = \sigma_0 = \frac{1}{\rho_{\uparrow}} + \frac{1}{\rho_{\downarrow}}$$

où $\frac{1}{\rho_{\uparrow}} = \sigma_{\uparrow} = \frac{\chi_1^2}{a_{11}}$ est la conductivité du courant de spin $\uparrow$

et $\frac{1}{\rho_{\downarrow}} = \sigma_{\downarrow} = \frac{\chi_2^2(a_{33}+a_{23})+\chi_3^2(a_{22}+c_{23})+\chi_2\chi_3b_{23}}{(a_{22}+c_{23})(a_{33}+c_{23}) - b_{23}^2}$ est la conductivité du

courant de spin $\downarrow$ (bandes $s\downarrow$ et $d\downarrow$). On vérifie facilement que si

$m_d \gg m_s$ on a $\rho_{\uparrow} \approx \frac{c_{23}}{2\chi_1}$, c'est à dire que la conduction des électrons de spin $\uparrow$ est par les électrons $s\uparrow$ et la résistivité due aux transitions 2-3 (ou $s\uparrow-d\uparrow$).

b) Calcul de $d\rho$

D'après (B.1),

$$d|M^{-1}| = |M_0^{-1}| \times |dM| \times |M_0^{-1}| = \begin{vmatrix} A_{11}^2(c_{12}+c_{13}) & -A_{11}(A_{22}b_{12}+A_{32}b_{13}) & -A_{11}(A_{23}b_{12}+A_{33}b_{13}) \\ -A_{11}(A_{22}b_{12}+A_{23}b_{13}) & A_{22}^2c_{12}+A_{32}^2c_{13} & A_{23}A_{22}c_{12}+A_{33}A_{23}c_{13} \\ -A_{11}(A_{23}b_{12}+A_{33}b_{13}) & A_{23}A_{22}c_{12}+A_{33}A_{23}c_{13} & A_{32}^2c_{12}+A_{33}^2c_{13} \end{vmatrix}$$

La résistivité $d\rho$ associée aux transitions avec renversement du spin se déduit sans difficultés de $d|M^{-1}|$. Pour simplifier le calcul, nous supposons $\chi_1 = \chi_2 = \chi_3 = \chi$ (surfaces de Fermi identiques) et nous négligeons les termes d'ordre égal ou supérieur à 2 par rapport à $\frac{\sigma_d}{\sigma_s}$ (termes $(\frac{a_{11}}{a_{33}})^2$, $(\frac{a_{23}}{a_{33}})^2$, $(\frac{b_{23}}{a_{33}})^2$).

$$d\rho = \chi^2 \left\{ \left[a_{13} + b_{13} \left(1 - \frac{2a_{11}}{a_{33}} \right) \right] \frac{\rho_{\downarrow}^2}{(\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow})^2} + a_{12} \left[1 + \frac{b_{23}a_{11}}{a_{33}(b_{23}^2 + a_{11}^2)} \right] \frac{\rho_{\uparrow}^2 + \rho_{\downarrow}^2}{(\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow})^2} + b_{12} \left[1 - \frac{b_{23}a_{11}}{a_{33}(b_{23}^2 + a_{11}^2)} \right] \left(\frac{\rho_{\uparrow} - \rho_{\downarrow}}{\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow}} \right)^2 \right\} \quad (B.2)$$

Dans la limite $\sigma_d \ll \sigma_s$, le développement (B.2) devient :

$$d\rho = \chi^2 \left\{ (a_{13} + b_{13}) \frac{\rho_{\downarrow}^2}{(\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow})^2} + a_{12} \frac{\rho_{\uparrow}^2 + \rho_{\downarrow}^2}{(\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow})^2} + b_{12} \left(\frac{\rho_{\uparrow} - \rho_{\downarrow}}{\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow}} \right)^2 \right\} \quad (B.3)$$

Le premier terme de l'expression (B.2) traduit simplement l'addition à $\rho_{\uparrow}$ d'une résistivité $\Delta_{\rho_{\uparrow}}^{1-3} = \chi^2 \left[a_{13} + b_{13} \left(1 - 2 \frac{a_{11}}{a_{33}} \right) \right]$; $\Delta_{\rho_{\uparrow}}^{1-3}$ est la contribution des diffusions $s\uparrow-d\downarrow$ à la résistivité $\rho_{\uparrow}$; cette contribution a été calculée par Goodings⁽⁴³⁾ pour les collisions électron-magnon et dans l'hypothèse $\sigma_d \ll \sigma_s$.

Le deuxième terme de l'expression (B.2) traduit simplement l'addition à $\rho_{\uparrow}$ et $\rho_{\downarrow}$ d'une résistivité $\Delta_{\rho}^{1-2} = \chi^2 a_{12} \left[1 + \frac{b_{23} a_{11}^2}{a_{33} (b_{23}^2 + a_{11}^2)} \right]$; Δ_{ρ}^{1-2} est la contribution des diffusions $s\uparrow-s\downarrow$ aux résistivités $\rho_{\uparrow}$ et $\rho_{\downarrow}$; cette contribution a été calculée par Kasuya⁽³⁶⁾, Mannari⁽⁴¹⁾ et Mills⁽³⁷⁾ pour les collisions électron-magnon et dans l'hypothèse $\sigma_d \ll \sigma_s$.

Le troisième terme de l'expression (B.2) traduit le mélange des courants d'électrons de spin $\uparrow$ et de spin $\downarrow$; on retrouve un terme équivalent dans le développement de $\rho = \frac{\rho_{\uparrow}\rho_{\downarrow} + \rho_{\uparrow\downarrow}(\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow})}{\rho_{\uparrow}\rho_{\downarrow} + \rho_{\uparrow\downarrow}}$ au 1^{er} ordre en $\rho_{\uparrow\downarrow}/\rho$:

$$\rho = \frac{\rho_{\uparrow}\rho_{\downarrow} + \rho_{\uparrow\downarrow}(\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow})}{\rho_{\uparrow}\rho_{\downarrow} + 4\rho_{\uparrow\downarrow}} = \frac{\rho_{\uparrow}\rho_{\downarrow}}{\rho_{\uparrow}\rho_{\downarrow}} + \rho_{\uparrow\downarrow} \left(\frac{\rho_{\uparrow} - \rho_{\downarrow}}{\rho_{\uparrow}\rho_{\downarrow}} \right)^2 + \dots$$

En comparant avec l'expression (B.2), on trouve :

$$\rho_{\uparrow\downarrow} = \chi^2 b_{12} \left[1 - \frac{b_{23} a_{11}}{a_{33} (b_{23} + a_{11})} \right] \text{ c'est à dire une valeur peu différente}$$

de la valeur $\chi^2 b_{12}$ trouvée dans le modèle qui néglige la conduction par la bande d.

Ainsi, dans le cas où la conduction est par 3 bandes $s\uparrow$, $s\downarrow$, $d\uparrow$, la bande $s\uparrow$ étant faiblement couplée aux bandes $s\downarrow$ et $d\uparrow$, on peut développer formellement un modèle à deux courants d'électrons de spin $\uparrow$ et de spin $\downarrow$, de conductivités $\sigma_{\uparrow} = 1/\rho_{\uparrow}$ et $\sigma_{\downarrow} = 1/\rho_{\downarrow}$; la résistivité est encore donnée en fonction de $\rho_{\uparrow}$, $\rho_{\downarrow}$ et d'un terme de mélange $\rho_{\uparrow\downarrow}$ par l'expression : $\rho = \frac{\rho_{\uparrow}\rho_{\downarrow} + \rho_{\uparrow\downarrow}(\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow})}{\rho_{\uparrow}\rho_{\downarrow} + 4\rho_{\uparrow\downarrow}}$

Le terme $\rho_{\uparrow\downarrow}$ reste approximativement égal à $\chi^2 b_{12}$, les transitions $s\uparrow-d\downarrow$ contribuent peu au mélange des deux courants : en effet les transitions $s\uparrow-d\downarrow$ transfèrent bien sur de la quantité de mouvement du courant $\uparrow$ au courant $\downarrow$ mais cette quantité de mouvement s'amortit plus rapidement dans la bande d qu'elle n'est répartie à l'ensemble du courant et aux électrons s ($a_{33} \gg a_{23}, b_{23}$).

Nous avons traité, pour simplifier les calculs, le cas de la conduction par 3 bandes (nickel) ; il est évident que la conduction dans le fer (4 bandes) peut se traiter de la même façon.

Nous concluons que la conduction dans un ferromagnétique peut être décrite dans un modèle à deux courants plus général que le modèle simple à deux courants $s\uparrow$ et $s\downarrow$.

A P P E N D I C E C

RÉSISTIVITÉ DU NICKEL PUR

La variation avec la température de la résistivité d'un "échantillon de nickel pur" doit dépendre de nombreux facteurs :

i) Dans le domaine de température où la principale contribution à la résistivité est celle des impuretés ($T \lesssim 10^\circ\text{K}$ pour du nickel très pur de résistivité résiduelle $\rho_0 \approx 1/2000 \rho_{293^\circ\text{K}}$; $T \lesssim 30^\circ\text{K}$ pour du nickel moins pur tel que $\rho_0 \approx 1/200 \rho_{293^\circ\text{K}}$), la variation de la résistivité doit dépendre du rapport $\alpha = \frac{\rho_{0\uparrow}}{\rho_{0\downarrow}}$, c'est à dire de la nature des impuretés résiduelles.

ii) La résistivité $\rho(T)$ mesurée est la résistivité dans l'induction magnétique interne $\vec{B}_i \approx 4\pi\vec{M}$ (voir chapitre VI) et vaut :

$$\rho(T) = \rho^{B=0}(T) \left[1 + F\left(\frac{B_i}{\rho^{B=0}(T)}\right) \right]$$

$\rho(T)$ est d'autant plus différent de $\rho^{B=0}(T)$ que le métal est plus pur et sa résistivité faible. Pour du nickel très pur, $\rho(T)$ peut être presque 1,5 à 2 fois supérieur à $\rho^{B=0}(T)$.

iii) La résistivité dépend aussi de l'orientation relative de l'aimantation et du courant (anisotropie spontanée de la résistivité, voir chapitre VII). Cet effet est cependant moins important que les deux précédents.

La combinaison de l'effet des impuretés et de la magnéto-résistance peut expliquer la grande dispersion des résultats expérimentaux sur la résistivité du nickel pur. Nous donnons ci-dessous

quelques valeurs expérimentales du coefficient A du terme AT^2 prédominant à basse température dans la résistivité :

$$A = 15,5 \cdot 10^{-12} \text{ } \Omega \cdot \text{cm}/^\circ\text{K}^2 \text{ d'après Greig et Harrison }^{(50)}$$

$$A = 26 \cdot 10^{-12} \text{ } \Omega \cdot \text{cm}/^\circ\text{K}^2 \text{ d'après Ehrlich et Rivier }^{(51)}$$

$$A = 14 \cdot 10^{-12} \text{ } \Omega \cdot \text{cm}/^\circ\text{K}^2 \text{ d'après Schwerer et Silcox }^{(52)}$$

$$A = 34 \cdot 10^{-12} \text{ } \Omega \cdot \text{cm}/^\circ\text{K}^2 \text{ pour } T < 4^\circ\text{K} \quad \left. \begin{array}{l} \\ \\ \end{array} \right\} \text{ d'après White et Tainsh }^{(5)}$$

$$A = 25 \cdot 10^{-12} \text{ } \Omega \cdot \text{cm}/^\circ\text{K}^2 \text{ pour } 4^\circ\text{K} < T < 13^\circ\text{K}$$

$$A = 28 \cdot 10^{-12} \text{ } \Omega \cdot \text{cm}/^\circ\text{K}^2 \text{ pour } T < 3^\circ\text{K}$$

$$A = 22 \cdot 10^{-12} \text{ } \Omega \cdot \text{cm}/^\circ\text{K}^2 \text{ pour } 3^\circ\text{K} < T < 10^\circ\text{K} \quad \left. \begin{array}{l} \\ \\ \end{array} \right\} \text{ d'après nos mesures}$$

Pour interpréter nos mesures de résistivités d'alliages à base de nickel, un problème est de relier la résistivité ρ_M métal pur à $\rho_i = \frac{\rho_\uparrow(T)\rho_\downarrow(T)}{\rho_\uparrow(T) + \rho_\downarrow(T)}$ où $\rho_\uparrow(T)$, $\rho_\downarrow(T)$ sont les valeurs des résistivités à $B = 0$ (en effet, la résistivité ρ_0 de nos alliages est élevée et B/ρ_0 est très petit).

Nous avons utilisé le résultat de Schwerer⁽⁵²⁾ qui a déterminé à partir de la résistivité expérimentale ρ_M du nickel pur sa résistivité théorique en induction nulle $\rho_M^{B=0}$. D'après Schwerer : $\rho_M^{B=0} = 9,5 \cdot 10^{-12} T^2 + 1,7 \cdot 10^{-14} T^4 \text{ } \Omega \cdot \text{cm}.$

Nous admettons ensuite que pour les impuretés résiduelles du nickel pur les résistivités résiduelles $\rho_{0\uparrow}$ et $\rho_{0\downarrow}$ sont égales en moyenne ($\alpha=1$) ; dans le domaine où la résistivité des impuretés est prédominante on a : $\rho_M^{B=0} \approx \frac{(\mu-1)^2}{4\mu} \rho_i$ d'après (IV.6). A température

plus élevée, $\rho_{\uparrow\downarrow}$ devient prédominant et on a aussi :

$$\rho_M^{B=0} \approx \frac{(\mu-1)^2}{4\mu} \rho_i \approx 1,3 \rho_i$$

On en déduit $\rho_i = 7,6 \cdot 10^{-12} T^2 + 1,3 \cdot 10^{-14} T^4 \text{ } \Omega.\text{cm}.$

Nous pensons cependant que Schwerer surestime l'effet de la magnétorésistance et que la valeur calculée pour ρ_i est trop faible. La valeur $\rho_i = 12 \cdot 10^{-12} T^2 + 1,6 \cdot 10^{-14} T^4 \text{ } \Omega.\text{cm}/^\circ\text{K}^2$, que nous déduisons au chapitre IV de nos mesures, nous paraît plus raisonnable.

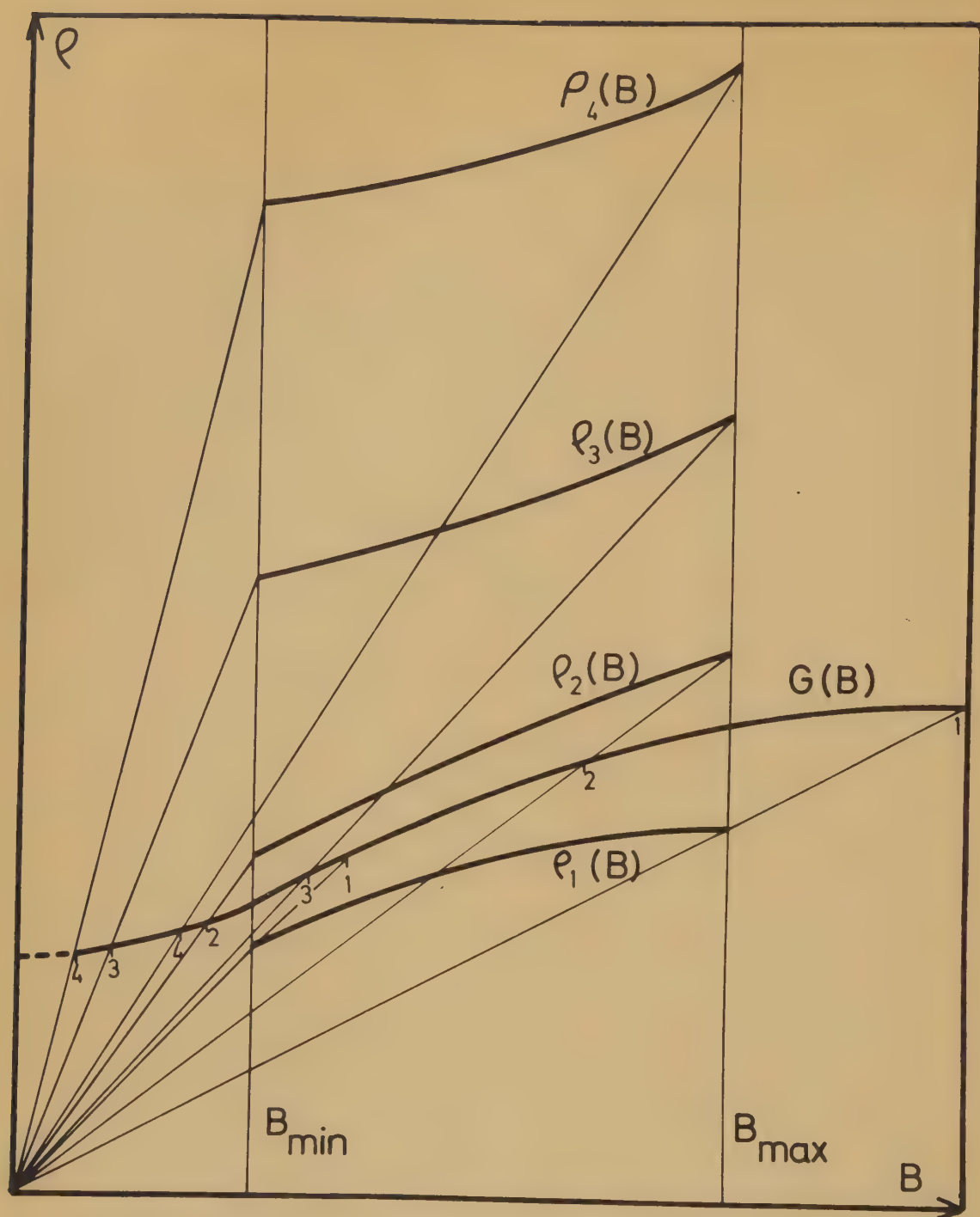


Figure A.1 - Détermination de la fonction $G(B)$

APPENDICE D

Détermination des fonctions de Kolher à partir des mesures de magnéto-résistance

Les mesures donnent la variation $\rho_i(B)$ de la résistivité de l'échantillon : contenant une concentration C_i d'un type d'impureté en fonction de l'induction magnétique B . On observe que les courbes $\rho_i(B)$ peuvent être amenées par des homothéties à coïncider avec une courbe unique $G(B)$ (figure A.1) : les échantillons de faible concentration en impuretés donnent $G(B)$ pour B élevé, les échantillons de forte concentration $G(B)$ pour B petit et par extrapolation jusqu'à $B = 0$ des mesures sur l'échantillon le plus concentré on peut obtenir $G(0)$. Soient $1/\rho_{oi}$ les rapports d'homothéties pour lesquels $G(0) = 1$,

$$\rho_i(B) = \rho_{oi} G\left(\frac{B}{\rho_{oi}}\right) = \rho_{oi} [1 + F(B/\rho_{oi})]$$

$$\text{avec } F(0) = 0$$

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_{oi}} = F\left(\frac{B}{\rho_{oi}}\right) \quad (\text{règle de Kolher})$$

Remarquons que les valeurs des résistivités sous induction nulle $\rho_i(B=0) = \rho_{oi}$ ne sont pas mesurées directement (B n'est jamais nul) ou évaluées en extrapolant les courbes $\rho(B)$ jusqu'à $B = 0$ mais déduites des rapports d'homothéties. Une seule extrapolation est nécessaire pour l'échantillon le plus concentré mais on peut choisir la concentration d'impuretés de cet échantillon suffisamment élevée pour que le rapport de l'induction minimum sur la résistivité soit très faible.

R E F E R E N C E S

- 1) N.F. MOTT, Proc. Roy. Soc. 153, 699 (1936).
156, 368 (1936).
- 2) N.F. MOTT, Adv. Phys. 13, 325 (1964).
- 3) J. SMIT, Physica, 17, 612 (1951).
- 4) T. FARRELL and D. GREIG, J. Phys. C. 3, 138 (1970).
- 5) M.C. CADEVILLE, F. GAUTIER, C. ROBERT, J. ROUSSEL (à paraître).
- 6) B. LOEGEL, Thèse, 1969 (Strasbourg).
- 7) J. FRIEDEL, The Physics of Metals, Vol. 1, Edited by J.M. Ziman, Cambridge University Press.
- 8) F.C. SCHWERER and J. COMLY (à paraître).
- 9) J. FRIEDEL, Rendiconti della Scuola Internazionale di Fisica "Enrico Fermi" XXX VII Corso.
- 10) E. FAWCETT and W.A. REED, Phys. Rev., 131, 2463 (1963).
- 11) W.A. REED and E. FAWCETT, J. App. Phys. 35, 754 (1964).
- 12) A.S. JOSEPH and A.C. THORSEN, Phys. Rev. Letters, 11, 554 (1963).
- 13) J. RUVALD and J.M. FALICOV, Phys. Rev. 172, 508 (1968).
- 14) H. MOOK and C.G. SHULL, J. App. Phys. 37, 1037, (1966).
- 15) V.L. SEDOV, Zh. Eksperim, J.E.T.P., 21, 800 (1965).
- 16) J.R. ANDERSON and A.V. GOLD, Phys. Rev. Letters, 10, 227 (1963).
- 17) C.G. SHULL and Y. YAMADA, J. Phys. Soc. Japan, 25, 10 (1962).
- 18) C.G. SHULL, E. D. WALLON and W.C. KOEHLER, Phys. Rev., 84, 912 (1951).
- 19) J.W. CONNOLLY, Phys. Rev. 159, 415 (1967).
- 20) S. WAKOH and J. YAMOSHITA, J. Phys. Soc. Japan, 21, 1712 (1966).
- 21) A.V. GOLD, J. Ap. Phys. 39, 769 (1968).
- 22) N.F. MOTT and H. JONES, Metals and Alloys, Oxford University Press (1936).
- 23) J. FRIEDEL, Nuovo Cimento 7, Supp. 2, 287 (1958).
- 24) A.A. GOMES, J. Phys. Chem. Sol. 27, 451 (1966).
- 25) I.A. CAMPBELL and A.A. GOMES, Proc. Phys. Soc. 89, 319 (1967).
- 26) A.A. GOMES and I.A. CAMPBELL, J. Phys. C. 253, 1312 (1968).
- 27) C. DEMANGEAT et F. GAUTIER, (à paraître).
C. DEMANGEAT, Thèse (1969) - Strasbourg.

- 28) J. FRIEDEL, Journal de Physique, 23, 692 (1962).
E. DANIEL and J. FRIEDEL; Low Temperature Physics LT 9, Plenum Press 1965 N.Y.
- 29) B.R. COLES and J.C. TAYLOR, Proc. Roy. Soc. A 267, 199 (1962).
- 30) G.K. WHITE and S.B. WOODS, Phil. Tran. A 251, 273 (1959).
- 31) W.G. BABER, Proc. Roy. Soc. A158, 383 (1937).
- 32) J. APPEL, Phil. Mag. 8, 1071 (1963).
- 33) COLLINS M.F. and G. LOW, Proc. Phys. Soc. 86, 536 (1965).
I.A. CAMPBELL, Proc. Phys. Soc. 89, 71 (1966).
C.G. SHULL and M.K. WILBINSON, Phys. Rev. 97, 304 (1955).
- 34) N.F. MOTT, Proc. Roy. Soc. 156, 368 (1938).
- 35) S.V. VONSOWSKI, Zh. Eksper. teor. Fis. 18, 219 (1948).
- 36) T. KASUYA, Prog. Theor. Phys. 16, 58 (1956).
22, 227 (1959).
- 37) D. MILLS and P. LEDERER, J. Phys. Chem. Sol. 27, 1805 (1966).
- 38) F.C. SCHWERER and J. SILCOX (à paraître).
- 39) B.R. COLES, Adv. Phys. 7, 40 (1958).
- 40) E.A. TUROV, Izv. Akad. Nank. SSSR, Ser. Fiz., 19, 246 (1956).
- 41) I. MANNARI, Prog. Theor. Phys. Japan, 22, 335, (1959).
- 42) S. WAKOH and J. YAMASHITA, J. Phys. Soc. Japan, 19, 1342 (1964).
- 43) D.A. GOODINGS, Phys. Rev. 132, 542 (1963).
- 44) F. HARTMANN-BOUTRON, Phys. Kondens. Materie, 4, 114 (1965).
- 45) A. MATTHIESSEN, Ann. Phys. 7, 892 (1864).
- 46) J.M. ZIMAN, Electrons and Phonons, Clarendon Press 1960 (Oxford).
- 47) M. BLUME and R.E. WATSON, Proc. Roy. Soc. 271, 565 (1903).
- 48) P. MONOD, Thèse (1968) Paris.
- 49) J.S. DUGDALE and Z.S. BASINSKI, Phys. Rev. 157, 552 (1967).
- 50) D. GREIG and J.P. HARRISSON, Phil. Mag. 12, 71 (1965).
- 51) A. C. EHRLICH and D. RIVIER, J. Phys. Chem. Solids, 29, 1293 (1968).
- 52) F.C. SCHWERER and J. SILCOX, Phys. Rev. Letters, 20, 101 (1968).
- 53) G.K. WHITE and R.J. TAINSH, Phys. Rev. Letters 19, 165 (1967).
- 54) H. HAYAKAWA, Prog. Theor. Phys. 37, 213 (1967).
- 55) E. ABRAHAMS, Phys. Rev. 95, 839 (1954).
- 56) D. PINES, Phys. Rev. 92, 626 (1953).
- 57) A. BOURQUART, E. DANIEL et A. FERT, Phys. Letters 26A, 260 (1968).
- 58) J. DURAND, Thèse 1968 - Strasbourg.
P. LEONARD, M.C. CADEVILLE, J. DURAND et F. GAUTIER, J. Phys. Chem. Sol. 30, 2169 (1969).
J. DURAND et F. GAUTIER (à paraître).

- 59) S. SHULTZ et C. LATHAN, Phys. Rev. Letters, 15, 178 (1966).
- 60) C. SHIRANE, Y.J. MINKIEWICZ and R. NATHANS, J. Appl. Phys. 39, 383 (1968).
- 61) M.KOHLER, Ann. Phys. 32, 211 (1938).
- 62) D.C. TSUI, Phys. Rev. 164, 6669 (1967).
- 63) L. HODGES, D.R. STONE and A.V. GOLD, Phys. Rev. Letters 19, 655 (1967).
- 64) F.C.SCHWERER and J. SILCOX, J. Appl. Phys. 39, 2047 (1968).
- 65) C. KITTEL, Phys. Rev. Lett. 10, 339 (1963).
- 66) R.M. BOZORTH, Ferromagnetism, Van Nostrand, 1951 N.Y.
- 67) J.A. OSBORN, Phys. Rev. 67, 351 (1945).
- 68) K. HOSELTZ, Ferromagnetic Properties of Metals, O.U.P. 1952 Londres.
- 69) A.B. PIPPART, The Dynamics of Conduction Electrons, Gordon and Breach, 1965, N.Y.
- 70) J.S. DUGDALE and C. FRICK, J. Phys. C.2, 1272 (1969).
Phys. Rev. 157, 485, 1967.
- 71) R. HUGUENIN, D. RIVIER, Helv. Phys. Acta, 38, 900 (1965).
- 72) I.A. CAMPBELL, à paraitre.
- 73) L. BERGER, Physica, 30, 1141 (1964).
- 74) VU DINH KY, Soviet Physics J.E.T.P. 24, 995 (1967).
- 75) H.C. VAN ELST, Physica 25, 708 (1959).
- 76) H.H. POTTER, Proc. Roy. Soc. A132, 560 (1931).
- 77) G.G. SCOTT and H.W. STURNER, Phys. Rev. 184, 490 (1969).
- 78) L. BERGER and S.A. FRIEDBERG, Phys. Rev. 165, 670 (1968).

